PHYSIKALISCHE ZEITSCHRIFT

vereinigt mit dem

JAHRBUCH DER RADIOAKTIVITÄT UND ELEKTRONIK

Nr. 4 — 15. Februar 1937. Redaktionsschluß für Nr. 6 am 1. März 1937. — 38. Jahrgang

INHALT:

Abhandlungen:

H. E. Linckh, Eine neue Brückenschaltung zur Kurvenformmessung. S. 105.

O. Reinkober, Die Festigkeit und Elastizität von dünnen Quarzfäden. S. 112.

H. Neuert, Über die Winkelverteilung der Kerntrümmer bei der Umwandlung leichter Atomkerne durch Wasserstoffkanalstrahlen. I. Mit Tafel I. S. 122.

Besprechungen:

Der neue Brockhaus. Allbuch in vier Bänden und einem Atlas. Band I: A—E. S. 126.

R. Fürth, Einführung in die theoretische Physik. S. 127.

R. Nevanlinna, Eindeutige analytische Funktionen. S. 128.

F. Rasetti, Elements of Nuclear Physics. S. 128.

Nachrichten. S. 128.

ABHANDLUNGEN.

Eine neue Brückenschaltung zur Kurvenformmessung.

Von H. E. Linckh.

Mitteilung aus der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt.

Die Sinusform der Spannung ist im allgemeinen in der Wechselstromtechnik die Voraussetzung, mit der die Vorgänge des Wechselstromkreises in einfacher Weise berechnet werden können. Nur für reine Wechselspannungen gelten z. B. die für das Verständnis der Wirkungsweise der Wechselstrommaschinen wichtigen Vektordiagramme. Jede Abweichung der Spannungswelle von der Sinusform bedingt in den Wechselstrommaschinen und Geräten eine Änderung im Verhalten und erhöhte Verluste. Dieser Einfluß ist besonders bei Meßgeräten störend und zwingt die Meßtechnik deshalb Prüfgeneratoren mit möglichst guter Sinusform zu fordern. Es ist der elektrotechnischen Industrie in Deutschland in neuerer Zeit gelungen, der Forderung nach guten Wechselstromerzeugern weitgehend gerecht zu werden und Generatoren zu bauen, die bei normalen Abmessungen eine sehr gute Kurvenform liefern. Damit ist aber gleichzeitig das Bedürfnis nach einem Verfahren zur Messung der Kurvenform entstanden, bei dem auch kleine Abweichungen in der Größe von 1 Proz. des Grundwellenscheitelwertes und darunter noch sicher festgestellt werden können.

1. Bisheriges Verfahren nach REM.

Bei der Festsetzung der für elektrische Generatoren zulässigen Abweichung der Spannungswelle von der Sinusform wurde vor einiger Zeit[1]) eingehend erörtert, welche Definition der Abweichung am zweckmäßigsten ist und und welches Meßverfahren am zweckmäßigsten erscheint. Als Ergebnis wurde in den vom Verband Deutscher Elektrotechniker aufgestellten Regeln für die Bewertung und Prüfung von elektrischen Maschinen REM. für eine praktisch sinusförmige Spannung eine größte Abweichung des Augenblickswertes der Spannungswelle von 5 Proz. des Grundwellenscheitelwertes als zulässig erachtet und ein Verfahren zur zeichnerischen Auswertung des Oszillogrammes angegeben, dem die bekannte Kurvenanalyse von Runge zugrunde liegt[2]). Unter der Voraussetzung einer kurvengetreuen Abbildung durch die Meßschleife sind für die Genauigkeit dieses Verfahrens, neben dem unvermeidlichen Fehler bei der zeichnerischen Auswertung vor allem die Fehler, die durch das Verziehen des Oszillogrammpapiers beim Trocknen entstehen und der Fehler der Oszillographenschleife selbst z. B. durch Hysterese von Einfluß, ganz abgesehen von dem bei älteren Oszillographen auftretenden ungleichmäßigen Papiervorschub sowie durch ungleichförmige Erregung des Schleifenmagneten. Ferner ist Voraussetzung, daß die zu untersuchende Kurve keine Kosinusglieder enthält (die Kurve muß spiegelbildlich symmetrisch sein), da bei der angegebenen vereinfachten Formel die Kosinusglieder als nicht vorhanden angenommen werden. Die Oberwellen enthalten aber stets Kosinusglieder, es müßte daher eine fehlerfreie Auswertung nach dem vollständigen Rungeschen Verfahren erfolgen, wobei außer-

1) O. Hammerer, Kurvenform der Spannungswelle elektrischer Maschinen und Definition des Deformationskoeffizienten für Abweichungen von der genauen Sinusform. ETZ. **48**, 1321, 1927.

2) Siehe REM., VDE. 0530/1934, § 14.

dem eine unendlich große Zahl von Teilpunkten gewählt werden müßte. Berücksichtigt man all diese Fehler, so kommt man zu dem Ergebnis, daß die Genauigkeit des Verfahrens bei sorgfältiger Ausführung zu nicht mehr als 1 Proz. des Grundwellenscheitelwertes angenommen werden kann. Es ist also hiermit nicht möglich, einen Kurvenformfehler von 1 Proz. sicher festzustellen.

2. Beschreibung der neuen Schaltung.

Eine größere Genauigkeit der Kurvenformmessung erzielt man aber, wenn man die Oberwellen der zu untersuchenden Kurve für sich darstellt. Man kann dann die Oberwelligkeit mit entsprechend vergrößerter Empfindlichkeit messen. Dies gelingt dadurch, daß man die Grundwelle durch eine entgegengeschaltete Sinuswelle gleicher Frequenz, gleicher Größe und gleicher Phase ausgleicht. Eine gut sinusförmige Spannungswelle gleicher Frequenz und Phase läßt sich erzeugen durch einen von der zu untersuchenden Spannung über einen Ohmschen Widerstand gespeisten und auf die Grundwelle abgestimmten Resonanzkreis. Bedingung der Meßschaltung ist außer der Forderung, daß die Oberwellen richtig wiedergegeben werden, genügende Empfindlichkeit und geringer Stromverbrauch, damit keine zusätzliche Belastung des zu untersuchenden Generators auftritt. Diese Bedingungen werden von der in Abb. 1

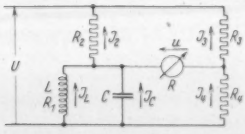

Abb. 1. Brückenschaltung zur Kurvenformmessung.

angegebenen Brückenschaltung erfüllt, bei der ein Resonanzkreis für Parallelresonanz (Stromresonanz) verwendet wird. Bei Resonanzabstimmung des Schwingungskreises für die Grundwelle ist der über den Widerstand R_2 fließende Strom J_2 in Phase mit der zu untersuchenden Spannung U, wobei er gleichzeitig seinen kleinsten Wert erreicht. Da der induktive Widerstand der Drossel groß ist gegenüber dem Ohmschen Widerstand, so ist der Strom J_2 gering. Dagegen muß bei Schaltung des Resonanzkreises für Reihenresonanz (Spannungsresonanz[1]) der Resonanzstrom in voller Größe durch den Generator fließen, wodurch die Meßschaltung einen erheblichen Stromverbrauch aufweist.

Durch die im zweiten Brückenzweig liegenden Widerstände R_3 und R_4 wird die Brücke hinsichtlich der Spannungsamplitude abgeglichen. Das Brückeninstrument zeigt dann nur noch die Oberwellenspannung an, die nunmehr in stark vergrößertem Maßstab gegenüber der Grundwelle gemessen werden kann.

Zur Frequenzabstimmung der Brücke wird entweder die Induktivität L oder der Kondensator C regelbar gewählt. Die regelbare Induktivität besteht aus zwei übereinander angeordneten Spulen verschiedener Windungszahl, von denen die kleinere Spule exzentrisch über der großen gelagert ist und parallel zur Windungsfläche geschwenkt werden kann. Der Regelbereich beträgt etwa ± 5 Proz. Wie Versuche ergaben, kann auch eine Eisendrossel mit nicht zu großer Sättigung und mit großem Luftspalt verwendet werden, ohne daß wesentliche Fehler auftreten. Als Widerstände dienen flachgewickelte Widerstandsspulen, um den Winkelfehler der Widerstände niedrig zu halten. R_3 oder R_4 müssen in geringen Grenzen regelbar sein, damit die Änderung des Widerstandes R_1 der Induktivitätsspule infolge Erwärmung (etwa 1—2 Proz.) ausgeglichen werden kann.

3. Berechnung der Brückenbedingungen.

Wir betrachten zunächst nur den aus Resonanzkreis und Widerstand R_2 bestehenden Teil der Brücke. Mit den Bezeichnungen der Abb. 1 ergibt sich, wenn ω die Frequenz der Grundwelle bedeutet:

$$\frac{U}{J_L(R_1+j\omega L)} = \frac{[R_2(1-\omega^2 LC)+R_1+j\omega(L+CR_1R_2)](R_1-j\omega L)}{R_1^2+\omega^2L^2}. \qquad (1)$$

Abb. 2 gibt hierzu das Diagramm des Resonanzkreises mit Vorwiderstand an. Für die Resonanzabstimmung der Grundwelle muß die Netzspannung U in Phase mit der Drosselspannung $J_L(R_1+j\omega L)$ sein. Die imaginären Glieder im rechten Teil der Gleichung müssen dann verschwinden. Hieraus ergibt sich die Resonanzbedingung für die Phasenlage

$$\frac{C}{L}R_1^2 = 1-\omega^2LC. \qquad (2)$$

Für die Grundwellenabstimmung des aus den Widerständen R_3 und R_4 bestehenden rechten Brückenteiles ergibt sich bei Stromlosigkeit des Brückeninstrumentes aus Gleichung (1) und unter Berücksichtigung der Resonanzbedingung Gleichung (2)

$$\frac{U}{J_L(R_1+j\omega L)} = 1+\frac{CR_1R_2}{L} = \frac{R_3+R_4}{R_4}.$$

1) Vgl. Rev. Gen. de l'Electricité **19**, 523, 1926.

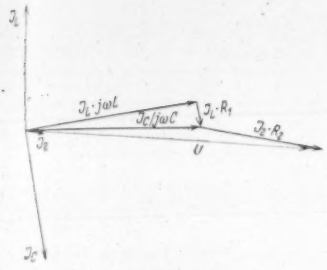

Abb. 2. Diagramm des Resonanzkreises mit Vorwiderstand.

Die Abstimmungsbedingung für die Spannungsamplitude ist daher

$$\frac{C}{L} R_1 = \frac{R_3}{R_2 R_4}. \qquad (3)$$

Ferner ist der Strom J_2 des Resonanzkreises

$$J_2 = \frac{U}{R_2\left(1 + \frac{R_4}{R_3}\right)} = \frac{U}{R_2 + \frac{L}{C R_1}}$$

und das Stromverhältnis

$$\frac{J_C}{J_2} = \frac{\omega L}{R_1}.$$

4. Berechnung der Brückenfehler.

Die Oberwellen der zu untersuchenden Wechselspannung U können nur dann völlig richtig für sich allein dargestellt werden, wenn die Spannung des Resonanzkreises sinusförmig ist. Das bedeutet, anders ausgedrückt, daß für die über den Resonanzzweig der Brücke fließenden Oberwellenströme der Widerstand des Resonanzzweiges gleich Null sein muß. Praktisch ist es nicht erforderlich, daß diese Bedingung vollkommen eingehalten wird, es genügt vielmehr, wenn der Widerstand des Resonanzzweiges für die Oberwellen hinreichend klein gegenüber dem vorgeschalteten Widerstand R_2 ist. Es werden sich dann die Amplituden der einzelnen Oberwellen am Brückeninstrument (Brückenspannung u_n) um einen bestimmten Betrag ε_n zu klein ergeben. Außerdem erleiden die einzelnen Oberwellen in ihrer Lage zur Grundwelle und zueinander eine bestimmte Phasenverschiebung φ_n, durch die der Größtwert der Oberwellensummenspannung beeinflußt ist. Beide Fehler sind von der Ordnungszahl n der Oberwellen abhängig.

Im folgenden sollen nun diese Fehler berechnet werden. Für die Oberwelle der Ordnungszahl n sei U_n die an die Brücke angelegte Spannung, u_n die am Brückeninstrument angezeigte Spannung. Aus den Bestimmungsgleichungen der Brücke ergibt sich:

$$\frac{U_n}{u_n} = \left(\frac{R_3}{R_4} + \frac{R_3}{R} + 1\right) \cdot \frac{1 - \omega^2 n^2 LC + R_1\left(\frac{1}{R_2} + \frac{R_3 + R_4}{R(R_3 + R_4) + R_3 R_4}\right) + j\omega n\left(\frac{L}{\frac{1}{R_2} + \frac{R_3 + R_4}{R(R_3 + R_4) + R_3 R_4}} + C R_1\right)}{1 - \left(\frac{R_1 R_3}{R_2 R_4} + \omega^2 n^2 LC\right) - \left(R_1 - \frac{R_3 L}{R_2 R_4 C}\right) j\omega n C} \qquad (4)$$

Die Gleichung (4) gilt ganz allgemein für die nicht auf Resonanz abgestimmte Brücke. Für den Grenzfall $n = \infty$ tritt der geforderte Widerstand Null des Resonanzkreises ein. Aus Gleichung (4) ergibt sich für diesen Fall

$$\frac{U_\infty}{u_\infty} = \frac{R_3}{R_4} + \frac{R_3}{R} + 1.$$

Wir wollen dieses Verhältnis zur Abkürzung mit f bezeichnen und nennen den Faktor f Brückenfaktor. Wir können den Faktor f als das Verhältnis der angelegten Spannung zur Brückenspannung durch einen Versuch bei kurzgeschlossenem Resonanzkreis messen oder auch einfach aus den Ohmschen Widerständen der Brücke berechnen, wenn der Resonanzzweig kurzgeschlossen ist. Der Brückenfaktor f gibt an, in welchem Maßstab alle Oberwellen gleichmäßig verklejnert als Brückenspannung angezeigt werden. Er hat mit dem Fehler der Brücke nichts zu tun, sondern kennzeichnet lediglich ihre Empfindlichkeit. Zur Abkürzung führen wir weiter ein:

$$\frac{1}{R_2} + \frac{R_3 + R_4}{R(R_3 + R_4) + R_3 R_4} = \frac{1}{R'}.$$

Unter Verwendung der für Resonanzabstimmung geltenden Bedingungen (2) und (3) wird dann

$$\frac{U_n}{f u_n} = \frac{n^2\omega^2 LC - \left(\frac{R_1}{R'} + 1\right) - jn\omega\left(\frac{L}{R'} + C R_1\right)}{(n^2 - 1)\omega^2 LC}.$$

Setzen wir

$$\frac{n^2\omega^2 LC - \left(\frac{R_1}{R'} + 1\right)}{(n^2-1)\omega^2 LC} = a_n \qquad (5)$$

und

$$\frac{n\omega\left(\frac{L}{R'} + CR_1\right)}{n^2\omega^2 LC - \left(\frac{R_1}{R'} + 1\right)} = \operatorname{tg}\varphi_n, \qquad (6)$$

wobei φ_n der Fehlerwinkel zwischen u_n und U_n ist, so wird

$$\frac{U_n}{f u_n} = a_n(1 - j\operatorname{tg}\varphi_n)$$

und dem Absolutbetrage nach

$$\frac{U_n}{f u_n} = a_n\sqrt{1 + \operatorname{tg}^2\varphi_n}. \qquad (4a)$$

Für $n = \infty$ wird $a_n = 1$ und $\operatorname{tg}\varphi_n = 0$, die rechte Seite der Gleichung (4a) also gleich 1. Der Fehler, der bei der Bestimmung der Oberwellenamplituden auftritt, ist demnach

$$\varepsilon_n = 1 - a_n\sqrt{1 + \operatorname{tg}^2\varphi_n}. \qquad (7)$$

Für die praktische Auswertung ist diese Gestalt der Gleichung nicht sehr geeignet. Da $\operatorname{tg}^2\varphi_n < 1$ und $(1 - a_n) < 1$, kann man unter Vernachlässigung der Glieder zweiter Ordnung schreiben:

$$\varepsilon_n = 1 - a_n - \tfrac{1}{2}\operatorname{tg}^2\varphi_n.$$

Da ferner

$$\frac{C}{L}R_1^2 < 1 \quad \text{und} \quad \left(n^2\frac{C}{L}R_1^2 + \frac{R_1}{R'}\right) < n^2 - 1,$$

so erhält man näherungsweise für den Winkelfehler

$$\operatorname{tg}\varphi_n = \frac{n}{n^2-1}\left(\frac{\omega L}{R'} + \frac{R_1}{\omega L}\right) \qquad (6a)$$

und für den Amplitudenfehler

$$\varepsilon_n = \frac{R_1}{n\omega L}\operatorname{tg}\varphi_n - \frac{1}{2}\operatorname{tg}^2\varphi_n. \qquad (7a)$$

Aus dem nach Gleichung (6a) bestimmten Winkelfehler φ_n der Oberwelle berechnet sich die Winkelverschiebung gegenüber der Grundwelle zu

$$\varphi_n' = \frac{\varphi_n}{n}.$$

Als Beispiel sind nachstehend ε_n und $\frac{\varphi_n}{n}$ für die folgenden Brückenwerte der auf 50 Hz abgestimmten Brücke

$$L = 1{,}02\,H \qquad (C = 9{,}79\,\mu F)$$
$$R_1 = 37{,}4\,\Omega \qquad R_3 = 1815\,\Omega$$
$$R_2 = 1500\,\Omega \qquad R_4 = 3100\,\Omega$$

und für die Instrumentenwiderstände $R = 2000\,\Omega$ und $R = \infty$ des Brückeninstrumentes berechnet.

Zahlentafel I.

Berechnung des Amplitudenfehlers ε_n und des Winkelfehlers φ_n/n der Brücke für:

n	3	5	7	9
	$R = 2000\,\Omega$			
ε_n in Proz.	− 0,65	− 0,18	− 0,09	− 0,05
φ_n/n	3° 1′	1° 1′	0° 30′	0° 18′
	$R = \infty$			
ε_n in Proz.	− 0,26	− 0,07	− 0,03	− 0,02
φ_n/n	2° 18′	0° 46′	0° 23′	0° 14′

Die Rechnung wurde noch durch einen Versuch nachgeprüft. Bei Speisung der Brücke mit einer Wechselspannung der Frequenz 150 Hz entsprechend der 3. Harmonischen der Netzfrequenz wurde die Änderung ε_n des Ausschlages am Brückeninstrument beim Kurzschließen des Resonanzkreises gemessen. Zur Messung des Winkels φ_n wurde ein Wattmeter verwendet, an dessen Spannungsspule die Brückenspannung u und an dessen Stromspule über einen Kondensator die Netzspannung U angeschlossen war. Der Widerstand der Stromspule muß hierbei klein sein gegenüber dem Widerstand des Kondensators, damit die Phasenverschiebung im Wattmeter vernachlässigbar bleibt. Das Wattmeter zeigt dann bei normaler Brückenschaltung den Wert $u \cdot i_U \cdot \sin\varphi_n$ an, wobei i_U der über den Kondensator fließende Strom ist, während der Ausschlag bei kurzgeschlossenem Resonanzkreis 0 ist. Es ergab sich für $R = 2000\,\Omega$, $\varepsilon_3 = -0{,}6$ Proz. und $\varphi_3 = 2° 50'$ in guter Übereinstimmung mit der Rechnung.

Aus der Zahlentafel und der Messung ersieht man, daß je nach dem Wert des Widerstandes R des Brückeninstrumentes der größte Fehler, der bei der dritten Oberwelle auftreten muß, zwischen − 0,65 und − 0,26 Proz. der Oberwellenamplitude liegt. Für eine Oberwelligkeit von 1 Proz. bedeutet dies aber, bezogen auf den Grundwellenscheitelwert, einen Fehler von weniger als 0,1 Promille. Ebenso ist der Winkelfehler, dessen größter Wert etwa 3° beträgt, vollkommen zu vernachlässigen. Die Brückenspannung u gibt also die Oberwelligkeit richtig an, wenn man sie mit dem Brückenfaktor f multipliziert.

5. Empfindlichkeit und Stromverbrauch.

Die Empfindlichkeit der Brücke ist gekennzeichnet durch den Brückenfaktor f. Er beträgt im vorliegenden Fall für $R = 2000\,\Omega$, $f = 2{,}493$ für $R = \infty$, $f = 1{,}585$. Das bedeutet, daß im ersten Fall die Oberwellen mit 40 Proz., im zweiten Fall mit 63 Proz. ihrer Größe zur Wirkung kommen, die Empfindlichkeit also nicht wesentlich beeinträchtigt wird.

Der Stromverbrauch der Brückenschaltung ist $J = U \dfrac{R_2 + R_3}{R_2(R_3 + R_4)}$. Mit den angegebenen Widerstandswerten ergibt sich bei $U = 110$ V der Wert $J = 0{,}05$ A. Der Leistungsverbrauch ist somit etwa 5 Watt und entspricht dem Verbrauch eines Voltmeters. Das Gerät kann also auch ohne weiteres in Verbindung mit einem Spannungswandler bei Hochspannungsmessungen verwendet werden. Vergleichsmessungen an einem Prüfgenerator ergaben für die Oberwelligkeit bei direkter Messung den Wert 0,98 Proz., bei Messung mit Spannungswandler den Wert 1,03 Proz. des Grundwellenscheitelwertes. Die Abweichung der beiden Messungen von 0,05 Proz. entspricht der bei den Messungen auftretenden Streuung der Meßpunkte. Ein Fehler durch den Spannungswandler ist daher nicht festzustellen.

6. Abstimmung.

Als Brückeninstrument für die Resonanzabstimmung auf das Minimum der Brückenspannung wird ein Drehspulinstrument mit Trockengleichrichter verwendet, da ein solches Instrument eine gute Spannungsempfindlichkeit bei geringem Stromverbrauch hat. Das Instrument müßte bei geradliniger Kennlinie des Gleichrichters, die allerdings in Wirklichkeit nicht eingehalten ist, den arithmetischen Mittelwert der Brückenspannung anzeigen. Instrumente, die den Effektivwert messen, kommen nicht in Betracht, da die dynamometrischen Systeme zu unempfindlich sind bzw. einen zu großen Verbrauch haben und die elektrostatischen und thermischen Meßgeräte für die Abstimmung zu träge sind.

Um einen Anhaltspunkt dafür zu gewinnen, in welchem Maße sich die Anzeigen der drei Instrumentarten voneinander unterscheiden, sind in Abb. 3 Effektivwert E, arithmetischer Mittelwert A und Scheitelwert S berechnet für den einfachen Fall, daß gleichzeitig die Grundwelle und die dritte Harmonische vorhanden sind. Hierbei wurde angenommen, daß sich die Amplitude der Grundwelle bei gleichbleibender Amplitude der dritten Harmonischen von $+1$ auf -1 ändert. Jede der drei Kurven hat beim Verschwinden der Grundwelle ihren kleinsten Wert. Bei negativem Verhältnis von Grundwelle und Oberwelle sind die Unterschiede in der Anzeige erheblich größer als bei positivem Verhältnis. Das Rechnungsbeispiel erhärtet die Angaben in der Literatur[1]), daß der Effektivwert der Oberwellenkurve im allgemeinen keine sichere Bewertung der Oberwelligkeit einer Kurve ergibt, sondern daß besser der Scheitelwert zugrunde zu legen ist. Dasselbe Bedenken gilt auch für die Anzeige des Gleichrichterinstrumentes. Für die genaue Ermittlung der Oberwelligkeit wird man daher nicht auf die Feststellung des Scheitelwertes der Oberwellenkurve

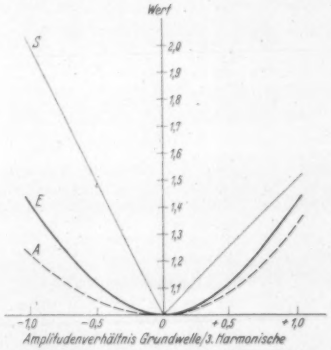

Abb. 3. Scheitelwert S, Effektivwert E und arithmetischer Mittelwert A für verschiedenes Amplitudenverhältnis Grundwelle/3. Harmonische.

verzichten können. Dagegen bestehen keine Bedenken, die Abstimmung der Brücke selbst mit einem Gleichrichterinstrument vorzunehmen.

7. Scheitelwertmessung mit Entladungsröhre.

Um für die Messung des Scheitelwertes die zeitraubende Aufnahme eines Oszillogrammes sowie die Fehler der Oszillographenmeßschleife selbst zu vermeiden, wurde ein neues einfaches Verfahren mit einer Entladungsröhre (Thyratronröhre) als Scheitelwertmesser entwickelt, das vor allem auch dort eine Messung des Spitzenwertes ermöglicht, wo kein Oszillograph vorhanden ist.

Abb. 4 gibt die Schaltung des Scheitelwertmessers an. Die Brückenspannung u der abgestimmten Brücke wird an das Gitter einer Thyratronröhre Th gelegt unter Vorschaltung eines Spannungsteilers Sp, der die Vorspannung der Röhre zu verändern gestattet. Bei der Messung wird die Vorspannung der Röhre so groß eingestellt, daß sie noch nicht zündet. Dann wird der Anodenschalter S eingelegt und die Gittervorspannung am Spannungsteiler Sp so weit erniedrigt, daß die Röhre zündet, was am Ausschlag des Strommessers A festgestellt werden kann. Diese Gittervorspannung V_1 wird abgelesen. Ist die Gitterzündspannung ohne zusätzliche Brückenspannung gleich V_0, so ergibt

1) Vgl. O. Hammerer, a. a. O.

sich der Scheitelwert der Brückenspannung u als Differenz der Spannungen V_1 und V_0. Die größte Abweichung der zu messenden Spannungswelle

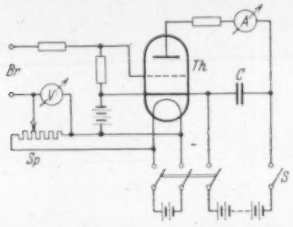

Abb. 4. Schaltung des Scheitelwertmessers.
Th = Thyratronröhre, Br = Brückenspannung, Sp = Spannungsteiler, V = Gitterspannungsmesser, A = Anodenstrommesser, S = Anodenschalter, C = Ausgleichskondensator.

(Effektivwert U_{eff}) von der Sinusform ist dann in Übereinstimmung mit den Vorschriften der REM.

$$\delta_s = \frac{(V_1 - V_0) \cdot f \cdot 100}{U_{eff} \cdot \sqrt{2}}$$

da es praktisch nicht von Bedeutung ist, ob für U_{eff} die zu messende Spannungswelle oder deren Grundwelle eingesetzt wird.

Für kleine Werte der Kurvenformabweichung bis etwa 1 Proz. braucht das Gerät keine äußere Gitterbatterie, da die Spannung für den Spannungsteiler Sp gleichzeitig von der Heizbatterie abgenommen wird (Abb. 4). Der Stromverbrauch der Röhre beträgt bei 150 V Anodenspannung etwa 1 mA. Anodenbatterie und eine feste Gitterbatterie sind in dem Gerät eingebaut. Der zwischen Anode und Kathode liegende Kondensator C hat die Aufgabe, beim Einlegen des Anodenschalters S einen plötzlichen Spannungsstoß auf die Anode und damit infolge der Anodengitterkapazität eine Aufladung des Gitters zu verhindern, die eine Fehlzündung der Röhre bewirkt. Der Kondensator stellt im ersten Augenblick des Einschaltens einen Kurzschluß dar und sorgt damit für einen langsamen Spannungsanstieg. Man kann dieselbe Wirkung auch durch einen parallel zum Schalter S liegenden Widerstand von der Größenordnung 10 Megohm erreichen. Der Widerstand sorgt dann dafür, daß das Anodenpotential beim Ausschalten erhalten bleibt. Der Widerstand muß genügend klein sein gegenüber der Ableitung der Anode und genügend groß gegenüber dem äußeren Anodenwiderstand, damit er das Löschen der Röhre nicht verhindert.

8. Versuchsergebnisse.

Als Versuchsergebnisse sind in Zahlentafel II einige Kurvenformmessungen an einem Prüfgenerator von 1,5 kVA Nennleistung angegeben. Der Generator wurde in Stern- und in Dreieckschaltung untersucht. Die Belastung erfolgte mit einem Widerstand und einer Drosselspule mit großem Luftspalt. In Abb. 5 ist hierzu ein Oszillogramm wiedergegeben. Kurve U stellt die Spannung, Kurve u_n die Oberwellenspannung dar.

In der Zahlentafel sind die Meßwerte mit der Thyratronröhre und die Ergebnisse der Auswertung des Oszillogramms in Prozent des Grundwellenscheitelwertes angegeben. Ferner sind die Angaben des Gleichrichterinstrumentes mit aufgeführt. Die Skala des Instrumentes entspricht nicht dem arithmetischen Mittelwert, sondern dem Effektivwert bei sinusförmiger Spannung. Unter Berücksichtigung des Brückenfaktors f ergibt sich daher für die Oberwelligkeit aus der Anzeige des Gleichrichterinstrumentes u_A:

$$\delta_A = \frac{u_A \cdot f \cdot 100}{U_{eff}} \text{ in Proz.}$$

Da die Messung mit dem Gleichrichterinstrument nicht mit den Vorschriften der REM. übereinstimmt, sind in der Zahlentafel die Werte eingeklammert.

Die Meßwerte mit Thyratronröhre und mit oszillographischer Auswertung weichen um 1 bis 2 Promille des Grundwellenscheitelwertes voneinander ab. Diese Streuung rührt außer von dem Fehler der Meßschleife davon her, daß die Frequenz während der Messung nicht völlig konstant gehalten werden konnte. Jede Frequenzänderung bedingt eine Verstimmung des Resonanzkreises und damit eine Änderung der Brückenspannung u, da außer den zu messenden

Abb. 5.
Oberwellenoszillogramm einer Maschine mit guter Kurvenform.

Zahlentafel II.

Abweichung δ der Spannungswelle von der Sinusform in Prozent des Grundwellenscheitelwertes.

Messung der	Meßgerät	Meßgröße	Belastungsart: Leerlauf	Dreiphasig $\cos\varphi$ 1,0	Dreiphasig $\cos\varphi$ 0,7	Einphasig $\cos\varphi$ 1,0	Einphasig $\cos\varphi$ 0,7
Sternspannung verkettet	Thyratronröhre	δ_s	0,88	0,79	0,97	0,83	0,97
	Oszillograph	δ_s	0,85	0,95	0,99	0,90	1,00
	Gleichrichterinstrument	δ_A	(0,60)	(0,68)	(0,53)	(0,55)	(0,63)
Sternspannung Phase	Thyratronröhre	δ_s	2,15	2,17	1,92	1,61	1,83
	Oszillograph	δ_s	2,36	2,21	1,90	1,54	1,97
	Gleichrichterinstrument	δ_A	(1,13)	(1,13)	(1,19)	(0,85)	(1,13)
Dreieckspannung	Thyratronröhre	δ_s	0,98	0,91	1,09	0,97	1,04
	Oszillograph	δ_s	0,92	1,00	1,10	0,86	0,98
	Gleichrichterinstrument	δ_A	(0,54)	(0,54)	(0,65)	(0,54)	(0,56)

Abb. 6.
Oberwellenoszillogramm einer Maschine mit schlechter Kurvenform.

Oberwellen noch eine kleine Grundwelle auftritt. Bei der Messung mit Thyratronröhre sind mehrere Ablesungen gemittelt, die unter sich um nicht mehr als etwa 1 Promille streuten. Hierbei ist also eine Meßgenauigkeit von 1 Promille des Grundwellenscheitelwertes sicher gewährleistet.

Bei Sternschaltung wurde die verkettete Spannung und die Phasenspannung gemessen. Beide unterscheiden sich im wesentlichen um die dritte Harmonische und deren Oberwellen, die in der verketteten Spannung fehlen, in der Phasenspannung aber enthalten sind. Bei Dreieckschaltung wird diese Spannung der dritten Harmonischen durch Ausgleichsströme in den Wicklungen stark gedrosselt. Die Dreieckschaltung ergibt deshalb im Mittel nur um etwa 1 Promille größere Werte als die Sternschaltung bei verketteter Spannung. Auch hier gibt die Streuung der Unterschiede zwischen Stern- und Dreieckschaltung vom Mittel, die wieder etwa 1 Promille beträgt, ein Urteil über die Meßgenauigkeit.

Die Anzeige des Gleichrichterinstrumentes weicht dagegen erheblich stärker von den beiden Scheitelwertmessungen ab. Im Mittel liegen die Werte bei Sternschaltung, verkettete Spannung um 3 Promille, bei Sternschaltung, Phasenspannung um 9 Promille und bei Dreieckschaltung um 4 Promille des Grundwellenscheitelwertes niedriger als die Werte der Scheitelwertmessungen. Dieses Ergebnis war nach dem Kurvenverlauf der Abb. 3 auch zu erwarten.

Zum Schluß seien beide Anzeigegeräte noch an dem Beispiel einer älteren Maschine mit schlechter, trapezförmiger Kurvenform verglichen. Bei der Scheitelwertmessung ergab sich $\delta_s = 14{,}7$ Proz., mit dem Gleichrichterinstrument $\delta_A = 8{,}1$ Proz. Beide Messungen unterscheiden sich also um 6,6 Proz. des Grundwellenscheitelwertes. Abb. 6 zeigt das zugehörige Oszillogramm.

Wo es sich um genaue Feststellung der Kurvenform insbesondere auf Grund von Garantien handelt, ist also nur die Scheitelwertmessung geeignet. Es kann jedoch mitunter erwünscht sein, eine einfache Überwachung der Kurvenform und ihrer Änderung zu haben, sei es, daß man mit der Netzspannung Messungen ausführen muß, wobei es vorkommen kann, daß andere Stromverbraucher, wie Gleichrichter oder Maschinen des eigenen Betriebes, kurvenformverzerrend wirken, sei es, daß man überhaupt ein Urteil über die Kurvenform einer zu Messungen verwendeten Spannungsquelle gewinnen will. In solchen Fällen wird man die geringere Meßgenauigkeit des Gleichrichterinstrumentes in Kauf nehmen können.

Charlottenburg, November 1936.

(Eingegangen 14. Dezember 1936.)

Die Festigkeit und Elastizität von dünnen Quarzfäden.

Von O. Reinkober.

Frühere Untersuchungen der Festigkeit und der elastischen Eigenschaften dünner Quarzfäden[1]) hatten folgende Ergebnisse geliefert:

1. Die spezifische Zugfestigkeit (Z) wächst mit abnehmendem Fadendurchmesser stark an, besonders bei den dünnsten Fäden von wenigen μ Durchmesser. Man erreicht bei den dünnsten Fäden unter Umständen etwa die Hälfte der molekularen Festigkeit.
2. Die Streuung der zahlreichen gemessenen Werte von Z geht bei den gewöhnlichen Versuchsbedingungen weit über die Unsicherheitsgrenzen der Messungen hinaus. Die gemessenen Festigkeitswerte sind im Mittel um so größer, je kürzer der Faden ist; wird ein Faden mehrere Male zerrissen, so steigt der Wert von Z von Schritt zu Schritt an; beides deutet darauf hin, daß die Zerreißfestigkeit durch verschieden stark wirkende Störstellen im Gefüge der Fäden beeinflußt wird. Die größten gemessenen Werte nähern sich am meisten der wirklichen Festigkeit. Die an den Fäden gemessene Biegungsfestigkeit (B) ist größer als die durch Belastung gefundene Zerreißfestigkeit. Werden Fäden längere Zeit mit einer Kraft belastet, die noch kein sofortiges Reißen bewirkt, so tritt dieses häufig ein, wenn die Kraft längere Zeit eingewirkt hat.
3. Neu hergestellte Fäden besitzen eine größere Festigkeit als alte Fäden. Die Erhöhung ist bei größerem Durchmesser der Fäden größer als bei kleinem. Auch bei neu hergestellten Fäden wachsen die Werte der Zerreißfestigkeit bei mehrmaligem Zerreißen eines Fadens. — Von Griffith[2]) wurde an Glasfäden die gleiche Beobachtung gemacht, daß die Festigkeit bei neuen Fäden größer war als bei alten. Bei Glas bildet sich aber die gealterte geringere Festigkeit nach seinen Angaben schon nach wenigen Stunden aus, während bei Quarz die höhere Festigkeit noch nach längerer Zeit vorhanden war.
4. Die Werte des Elastizitätsmoduls (E) und des Torsionsmoduls (F) steigen ähnlich wie die der Festigkeit mit abnehmendem Fadendurchmesser stark an. Die einzelnen gemessenen Werte streuen hier wesentlich weniger als bei der Messung der Zerreißfestigkeit, die Grenzen liegen aber auch hier wenigstens zum Teil außerhalb der Meßunsicherheiten. Neu hergestellte Fäden zeigen für beide Größen innerhalb der Meßgenauigkeit keine Erhöhung gegenüber alten Fäden.
5. Der Verlauf der drei Größen Z, E und F in Abhängigkeit vom Fadendurchmesser (Maximalwerte bei Z, Mittelwerte bei E und F) läßt sich formal durch eine Funktion von der in Tabelle I und II angegebenen Form dar stellen.

Die Tabellen I und II aus I, S. 247 für die maximalen gemessenen Zerreißfestigkeiten alter und neuer Fäden, in denen dort einige Druckfehler enthalten sind, seien hier nochmals berichtigt und ergänzt wiedergegeben.

Tabelle I.
Zerreißfestigkeit alter Fäden.

Durchmesser in μ	Bruchbelastung in g	Z max in kg/mm² beob	Z in kg/mm² ber	Differenz ber – beob
2,25	2,18	555,2	800	+ 245
8,4	9,36	168,4	222	+ 54
13,7	20,50	138,2	143	+ 6
18,7	27,51	99,5	109	+ 9
20,4	33,24	101,6	101	– 1
25,9	40,80	75,4	83	+ 8
33,4	55,98	63,9	67	+ 3
46,4	83,00	49,0	53	+ 4
51,8	93,85	44,5	49	+ 5
65,3	136,6	40,8	41	0
75,7	174,5	38,8	38	– 1
93,0	219,5	32,3	34	+ 2

berechnet mit

$$Z = \frac{1750}{d} + 15$$

Die Werte der Konstanten in den oben angegebenen Gleichungen weisen formal darauf hin (I), daß dem Umfang der Fäden, also einer dünnen Oberflächenschicht, ein verhältnismäßig großer Anteil an der Festigkeit bzw. der Elastizität zukommt. Hiervon ausgehend wurden in I die Beobachtungen diskutiert. Wenn hier mehr als eine formale Darstellung vorliegt, müßte ein Entfernen der obersten Schicht der Fäden eine Verkleinerung der Festigkeits- und elastischen Konstanten zur Folge haben. Bei den im folgenden beschriebenen Untersuchungen, zeigte sich indessen, daß, wie auch an anderen Substanzen beobachtet, die Festigkeit nicht ab- sondern zunimmt[1]). In den im folgenden mitgeteilten Versuchen wurde der Einfluß der Oberflächenschicht auf die Festigkeits- und die elastischen Eigenschaften näher untersucht.

1) O. Reinkober, Physik. Zeitschr. **32**, 243, 1931, und **33**, 32, 1932; im folgenden mit I und II bezeichnet. Dort auch weitere Literaturangaben über frühere Festigkeitsuntersuchungen.

2) Vgl. hierzu A. Smekal in Auerbach-Hort Handbuch d. phys. u. techn. Mechanik 1931, S. 3. — B. A. Griffith, Phil. Trans. **221**, 164, 1921.

1) Vgl. auch C. V. Boys, Smithsonian Rep. 1890, S. 315 u. Phil. Mag. (5) **30**, 116, 1896.

Tabelle II.
Zerreißfestigkeit neu hergestellter Fäden.

Durchmesser in μ	Bruchbelastung in g	Z max in kg/mm² beob	Z in kg/mm² ber	Differenz ber – beob
1,5	1,42	915	1870	+ 3955
1,7	1,97	889	1675	+ 786
2,2	2,82	770	1300	+ 530
3,7	6,12	565	790	+ 225
5,0	9,30	471	598	+ 127
5,6	12,85	528	545	+ 17
7,4	16,60	383	424	+ 41
7,9	18,63	371	402	+ 31
8,8	19,3	315	366	+ 51
11,1	26,6	273	303	+ 30
12,2	31,4	266	280	+ 14
14,7	39,1	230	244	+ 14
15,0	43,2	245	240	– 5
16,3	49,7	237	225	– 12
16,7	45,5	207	221	+ 14
20,7	62,4	184	191	+ 7
22,4	64,0	161	180	+ 19
24,5	82,1	171	170	– 1
25,1	97,6	166	167	+ 2
31,4	111,8	144	146	+ 2

berechnet mit

$$Z = \frac{2700}{d} + 60$$

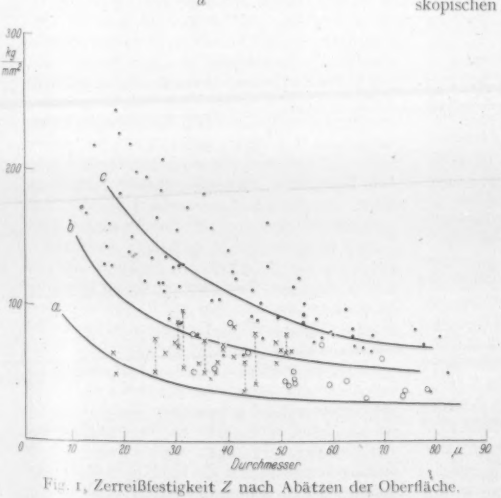

Fig. 1. Zerreißfestigkeit Z nach Abätzen der Oberfläche.

● = Ätzschicht $> 1\,\mu$ } unmittelbar nach dem Abätzen.
○ = Ätzschicht $< 1\,\mu$ }
× = Ätzschicht $> 1\,\mu$; 21 Monate nach dem Abätzen. Senkrecht gestrichelt verbundene Punkte gehören zu ein und demselben Faden bei zweimaligem Zerreißen; der höhere Punkt entspricht dem zweiten Wert.
a und b = Mittelwertskurven für Z ungeätzt: a bei alten, b bei neuen Fäden.
c = Mittelwertskurve für ●.

Versuchsmethoden.

Die Zerreißfestigkeit wurde zunächst wieder dadurch bestimmt, daß an den am oberen Ende eingespannten Faden ein Gefäß gehängt wurde, das bis zum Zerreißen des Fadens mit Wasser gefüllt wurde. Zur Ermittlung der Biegungsfestigkeit wurde in derselben Weise ein auf zwei Schneiden liegender Faden in der Mitte belastet, bis er zum Bruch kam. Der Elastizitätsmodul wurde meist nach der Verlängerungsmethode bestimmt, indem der am oberen Ende eingespannte Faden durch bekannte Gewichte belastet und die Verlängerung mikroskopisch gemessen wurde, zum Teil wurde er auch aus der Durchbiegung des auf zwei Schneiden liegenden und in der Mitte belasteten Fadens ermittelt. Den Torsionsmodul lieferte die Messung der Torsionsschwingungsdauer eines bekannten Trägheitsmomentes, das an dem zu untersuchenden Faden achsial aufgehängt wurde.

Der Durchmesser der Fäden, der in allen Formeln zur Berechnung der gesuchten Größen eingeht, wurde mikroskopisch ermittelt, nachdem durch besondere mechanische und optische Vergleichsmessungen die Zuverlässigkeit der mikroskopischen Ergebnisse kontrolliert worden war. (Schrauben-Dickenmesser, Abrollen des Fadens auf einer festen Unterlage[1]), Interferenzmethoden[2])). — Das Entfernen der Oberflächenschicht geschah in 40prozentiger Flußsäure. Die Fäden wurden, unten mit einem paraffinierten Silber- oder Bleistückchen beschwert, in die Säure gehängt, bis eine genügende Schichtdicke abgelöst war. Nach dem Entfernen aus der Säure wurden die Fäden in Kalilauge und destilliertem Wasser gewaschen und auf einer Heizplatte durch mäßiges Erwärmen getrocknet.

Zerreißfestigkeit abgeätzter Fäden. Zu den Zerreißversuchen wurden Stücke von 3–14 cm Länge benutzt. Nach dem Ablösen der Oberflächenschicht zeigten sie eine bemerkenswerte Änderung im Aussehen. Sie haben danach eine glatte wie poliert aussehende Oberfläche gegenüber einem stumpfen, mehr rauhen und mit Unregelmäßigkeiten durchsetzten Zustand vor der Behandlung in Flußsäure. — Die zahlreichen an abgeätzten Fäden gefundenen

1) F. Horton, Proc. Roy. Soc. **74**, 401, 1905.
2) H. Kreusler, Zeitschr. f. techn. Phys. **13**, 228, 1932.

Werte der Zerreißfestigkeit sind in Fig. 1 eingetragen. Die Werte streuen ebenso wie früher in I S. 245 und 246, in einem Bereich, der die Unsicherheit der Messungen weit übersteigt[1]). Auf den Grund hierfür wurde schon eingangs (S. 112) hingewiesen. Daß es sich hier tatsächlich nicht um Meßungenauigkeiten, sondern um die Auswirkung einer besonderen Ursache handelt, zeigen auch die später zu besprechenden Messungen des Torsionsmoduls, bei dem, trotzdem sich die Hauptfehlerquelle, nämlich die Messung des Durchmessers, wesentlich stärker auswirkt als hier, die Streuung bedeutend geringer ist als bei der Messung der Zerreißfestigkeit. — Ein Vergleich mit der in der Fig. 1 eingezeichneten Mittelwertskurve[2]) (*a*) der Festigkeiten für nicht geätzte Fäden (I S. 245) zeigt ein wesentliches Ansteigen der Festigkeiten als Folge des Entfernens der Oberflächenschicht. Die Festigkeit ist nach dem Abätzen im Mittel auch wesentlich größer als die von neu hergestellten Fäden (I S. 247), deren Mittelwertskurve (*b*) zum Vergleich ebenfalls in Fig. 1 eingezeichnet ist. Besonders stark ist im Mittel das Anwachsen von Z bei den dünnsten der untersuchten Fäden, wie die folgenden Zahlen zeigen:

Erhöhung von Z durch Abätzen

$20\,\mu$	$70\,\mu$
200 Proz.	150 Proz.

Abätzen von neu hergestellten Fäden gibt eine bedeutend geringere Erhöhung der Festigkeit, bei den durchgeführten Versuchen im Mittel 30–40 Proz.

Es scheint, um die größte Erhöhung der Festigkeit zu erreichen, nötig zu sein, daß eine gewisse Mindestdicke der Oberflächenschicht entfernt wird. In Fig. 1 sind als Kreise diejenigen Messungen eingetragen, bei denen die Ätzschicht weniger als etwa $1\,\mu$ betrug und andererseits als Punkte die, bei denen $1–17\,\mu$ dicke Schichten abgelöst wurden. Die ersteren zeigten zwar im Mittel auch eine Erhöhung der Festigkeit, jedoch in merklich geringerem Maße, als die Fäden, bei denen dickere Schichten abgeätzt wurden. Es genügt das Entfernen einer verhältnismäßig dünnen Schicht, um das volle Ansteigen der Festigkeit zu erzielen. Die Erhöhung von Z bei abgeätzten alten Fäden relativ gegen die Werte der maximalen Festigkeit von unbehandelten alten Fäden (I) ist in Fig. 2 als Funktion der entfernten Schichtdicke ($\Delta\mu$) eingetragen. Trotz der großen Streuung der Werte sieht man, daß bei kleinen $\Delta\mu$ das Anwachsen von Z abnimmt. Die Änderung des Fadendurchmessers beim Abätzen ist bei den durch ○ bezeichneten Punkten mikroskopisch gemessen, bei den mit · dargestellten aus der Ätzzeit[1]) extrapoliert, da die direkte Messung bei den geringen Änderungen zu ungenau geworden wäre. Hierin liegt natürlich eine Unsicherheit, da man mit der Möglichkeit rechnen muß, daß der Lösungsvorgang infolge von adsorbierten Schichten vielleicht nicht sofort nach dem Einbringen des Fadens in die Säure einsetzt. Immerhin zeigt die Figur, daß schätzungsweise mindestens einige Zehntel μ entfernt werden müssen, damit die Erhöhung der Festigkeit sich einstellt. Welche Rolle adsorbierte Oberflächenschichten bei der Festigkeitserhöhung spielen, wird späterhin noch zu besprechen sein.

Die beschriebenen Änderungen der Festigkeitseigenschaften legen die Frage nahe, ob und in welcher Zeit nach dem Entfernen der alten Oberfläche sich der alte Zustand wieder herstellt. Griffith[1]) beobachtet an neu hergestellten Glasfäden eine Erniedrigung der Festigkeit schon nach wenigen Stunden. An neu hergestellten Quarzfäden war schon bei den früheren Untersuchungen (I S. 247) festgestellt worden, daß sie nach 14 Tagen noch die anfängliche hohe Festigkeit besaßen. — Alte Quarzfäden, deren Oberfläche durch Flußsäure entfernt worden war, besaßen die hierdurch erhöhte Festigkeit noch nach 3 Monaten fast unverändert, nach 21 Monaten hatte sich jedoch ein gealterter Zustand mit erniedrigter Festigkeit zurückgebildet, wie an einer größeren Anzahl von Fäden festgestellt wurde, welche in Flußsäure behandelt und dann solange aufbewahrt worden waren. In Fig. 1 sind diese zurückgebildeten Festigkeitswerte mit × eingetragen. Die niedrige Festigkeit der alten nicht mit *HF* behandelten Fäden (Kurve *a*) ist im Mittel noch nicht wieder erreicht, doch hat sich gegenüber dem unmittelbar nach der Ätzung vorhandenen Zustand (Kurve *c*) eine wesentliche Verringerung der Festigkeit eingestellt. Die durch gestrichelte Linien mit-

1) Weniger streuende Meßreihen kann man dadurch erhalten, daß man z. B. durch Einschnüren des Fadens das Zerreißen auf einem sehr kurzen Teil derselben erzwingt (Schurkow); doch liegt hierin eine Einschränkung des natürlichen Verhaltens des Fadens.

2) Die Mittelwertskurven eignen sich zum Vergleich verschiedener Meßreihen besser als die in I und II im allgemeinen verwendeten Höchstwertkurven. Trotz der großen Streuungen geben die Mittelwertskurven bei einer genügenden Zahl von Meßpunkten immer befriedigende Zuverlässigkeit.

1) Die Lösungsgeschwindigkeit der Fäden in der 40prozentigen Flußsäure betrug im Mittel $1.6\,\mu$ in der Minute (Änderung des Radius). Es lassen sich danach sehr dünne Fäden beliebigen Durchmessers aus dickeren Fäden durch Abätzen herstellen, ein Verfahren, das für manche experimentellen Zwecke dienlich sein kann.

2) B. A. Griffith, Phil. Trans. **221**, 164, 1921.

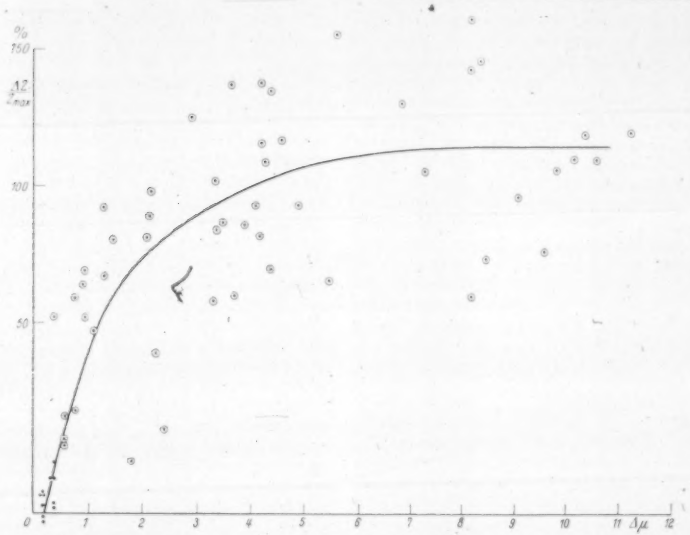

Fig. 2. Erhöhung von Z bei verschiedener Dicke der abgelösten Schicht.

einander verbundenen Punkte gehören paarweise zu einem Faden, der zweimal zerrissen wurde; der höhere Wert von Z ist immer der zweite, also am kürzeren Faden gemessene. Schurkow[1]) findet eine wesentlich schnellere Ausbildung der erniedrigsten Festigkeit, was wohl durch geringeren Reinheitsgrad seines Materials zu erklären ist[2]).

Das Größerwerden der spezifischen Festigkeit mit abnehmendem Durchmesser wird auch nach dem Entfernen der Oberfläche in wesentlich gleichem Verlaufe wie vorher beobachtet, trotzdem Oberflächenschichten entfernt wurden, deren Dicke im Maximum in einzelnen Fällen über 50 Proz. des Radius der Ausgangsfäden betrug. Ein Einfluß der Stärke der entfernten Schicht wurde, wenn sie, wie oben ausgeführt, die notwendige Mindestdicke überschritt, nicht festgestellt. Als Folge des Abätzens tritt die allgemeine Steigerung von Z ein, die für kleine Durchmesser etwas stärker ist als für größere. Das Größerwerden von Z mit abnehmendem Fadendurchmesser muß also seine Ursache in einem „Volumzustand" haben. Ein besonderer Oberflächenzustand wäre nur dann hierfür verantwortlich zu machen, wenn er sich unmittelbar nach dem Entfernen der alten Oberfläche wieder einstellt. Bei den Fäden aller Durchmesser wirkt im Gegenteil, wie die Versuche zeigen, eine Oberflächeneigenschaft, die sich langsam (bei Quarzglas erst nach vielen Monaten) ausbildet, erniedrigend auf die Festigkeit ein.

Die allgemeine Erhöhung nach dem Abätzen wird aber erst beobachtet, wenn der Faden aus der lösenden Säure entfernt und in freier Luft gemessen wird. Nimmt man die Messung von Z während des Lösungsvorganges in der Säure vor, so bleibt die Erhöhung der Z-Werte für die einzelnen Durchmesser aus oder macht sich nur in geringem Maße bemerkbar, während das Größerwerden der spezifischen Festigkeit bei den verschiedenen Fäden mit der Abnahme des Durchmessers auch hier bestehen bleibt.

Die Fäden wurden für diese Versuche wie vorher in 40prozentiger Flußsäure geätzt, in die sie, unten mit einem Stück Blei beschwert, eingehängt wurden. Der Faden wird in der Säure gelöst, bis er das angehängte Gewicht nicht mehr tragen kann und zerreißt. Dann wird seine Dicke an der Reißstelle mikroskopisch gemessen. Das wirksame Gewicht wird ermittelt, indem der Faden an einer geeichten Federwaage hängt. – Die so gefundenen Festigkeitswerte Z sind in

1) S. Schurkow, Physik. Zeitschr. Sowjet-Un. **1**, 123, 1931.

2) Vgl. A. Smekal in Auerbach-Hort, Handb. d. phys. u. techn. Mechanik 1931, S. 19.

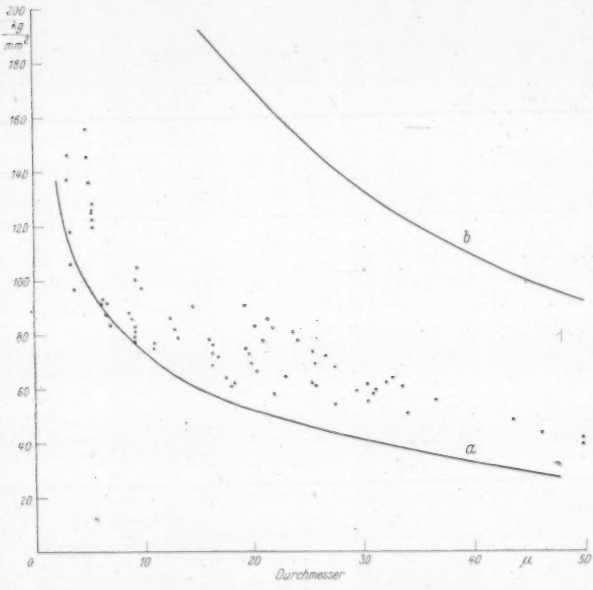

Fig. 3.
• = Z für geätzte Fäden während der Ätzung in Flußsäure zerrissen. Kurve a: Mittelwerte von Z für alte eingeätzte Fäden. Kurve b: Mittelwerte für alte Fäden nach Abätzen der Oberfläche (vgl. Fig. 1).

Fig. 3 als Punkte eingetragen. Zum Vergleich sind die Mittelwertskurven für ungeätzte alte Fäden (a) und für geätzte in Luft gemessene Fäden (b) eingezeichnet. Die in der Säure gemessenen Werte für Z liegen im Mittel nur wenig über denen der unbehandelten Fäden, und weit unterhalb der in Luft gemessenen Werte. Die Erhöhung der Festigkeit tritt also erst nach dem Entfernen der Fäden aus der lösenden Säure auf, und zwar innerhalb kurzer Zeit, die vergeht, bis der aus der Säure entfernte Faden dem Zerreißversuch unterworfen wurde (höchstens etwa 1 Stunde, oft wesentlich weniger), oder wir haben es mit einer besonderen festigkeitserniedrigenden Wirkung während des Lösungsvorganges in der Säure zu tun. Zur Aufklärung dieses merkwürdigen Verhaltens sind weitere Versuche im Gange. Einige wenige Versuche, bei denen Fäden in Wasser zerrissen wurden, ergaben bisher keine ganz sicheren Resultate. Eine Erniedrigung der Festigkeit wurde nicht mit Sicherheit beobachtet. Die erhöhte Festigkeit geätzter alter Fäden bleibt im Wasser erhalten (abgesehen von der oben besprochenen natürlichen Alterung). Neue ungeätzte Fäden zeigen Andeutungen von Erhöhungen der Festigkeit, wenn sie in Wasser statt in Luft zerrissen werden. Nach Angabe von Schurkow[1]) stimmt die Festigkeit von Fäden, die sich lange in Luft befinden, mit der in Wasser beobachteten überein. Beim Zerreißen von Glimmerblättchen in organischen Flüssigkeiten, Benzol und Öl, hat Florensky (russische Veröffentlichung) eine Zunahme der Festigkeit gegenüber den Messungen in Luft beobachtet (Angaben von Schurkow).

Die Ursache für die Vergrößerung der Festigkeit mit abnehmendem Durchmesser der Fäden ist also entgegen der nur formalen Darstellung durch die in I und hier in Tabelle I und II gegebenen Formel nicht in einer besonderen Rolle zu suchen, welche die oberste Schicht des Materials hierfür spielt, die im Gegenteil allgemein verkleinernd auf die Festigkeit einwirkt.

Adsorbierte Oberflächenschichten.

Daß adsorbierte Oberflächenschichten die Zerreißfestigkeit erniedrigen, hat schon Schurkow[2]) festgestellt. Er fand, daß die Festigkeit beim Erhitzen der Fäden im Vakuum (600°) stark anstieg. Beim Zutritt von Alkoholdampf oder noch mehr bei Wasserdampf nahm die Festigkeit wieder ab. Das Größerwerden der Festigkeit mit abnehmendem Durchmesser blieb immer erhalten. Die Resultate von Schurkow wurden nun nachgeprüft; es wurde der Einfluß einer oberflächlich adsorbierten Schicht untersucht, indem diese durch Erhitzen des Fadens im Vakuum entfernt wurde. Der Faden wurde dabei in einem Glasgefäß aufgehängt und unten vermittels eines angehängten Eisenkörpers, der in der in eine das untere Ende des Gefäßes außen umgebende stromdurchflossene Spule eintauchte, magnetisch bis zum Zerreißen meßbar belastet. Der Faden selbst war seiner ganzen Länge nach

1) S. Schurkow, Physik. Zeitschr. Sowjet-Un. **1**, 123, 1932.
2) S. Schurkow, Physik. Zeitschr. Sowjet-Un. **1**, 123, 1932.

von einer Heizspirale umgeben. Die Temperatur wurde thermoelektrisch bestimmt. Die verwendeten Höchsttemperaturen lagen, da Glas verwendet wurde, nur zwischen 300–350°. Die Dicke der hier untersuchten Fäden wechselte zwischen 30 und 60 μ.

Zunächst wurde Z bei Atmosphärendruck gemessen und dann die Einwirkung der Erwärmung allein ohne Vakuum untersucht. Bei der Erwärmung der Fäden stellte sich schnell (meist nach 2 Minuten beobachtet) eine Erhöhung von Z im Mittel um 36 Proz. des mittleren Anfangswertes ein. Ein längeres Erhitzen der Fäden in Luft (bis 30 Minuten) erzielte keine weitere Erhöhung der Festigkeit. Als Ausgangswert dienten die Mittelwerte einer größeren Reihe von Zerreißversuchen ohne Erhöhung der Temperatur. Die Erhöhung von Z bleibt auch nach der Abkühlung der Fäden bestehen, ist also kein reversibler Temperatureffekt. Nachdem dann die Fäden im Hochvakuum (10^{-5} Tor) auf 300° erhitzt und wieder abgekühlt worden waren, zeigte sich eine Erhöhung der Z-Werte im Mittel um 103 Proz. des Anfangswertes. Als Ursache muß man das Entfernen einer adsorbierten Oberflächenschicht annehmen, die schon beim Erhitzen der Fäden in Luft bei Atmosphärendruck einsetzt und im Vakuum gesteigert in Erscheinung tritt. Die Ergebnisse stimmen mit denen Schurkows überein, dessen stärkere Erhöhung der Festigkeit beim Erhitzen im Vakuum wohl auf die von ihm verwendete höhere Temperatur zurückzuführen ist.

Daß die Adsorption einer Oberflächenschicht eine Erniedrigung der ursprünglichen Festigkeit zur Folge hat, ist also sichergestellt. Fraglich ist aber, ob diese Schichten allein für die Änderungen der Festigkeit verantwortlich zu machen sind oder ob sie nicht vielmehr Störungen (Risse) an der Oberfläche, die an sich schon die Festigkeit gegenüber einer ungestörten Substanz herabsetzen, in ihrer Wirkung verstärken. Bezeichnenderweise trat bei Fäden, deren Oberfläche durch Abätzen in Flußsäure entfernt worden war, und die danach die früher beschriebene Erhöhung der Festigkeit aufwiesen, eine weitere Erhöhung der Festigkeit bei der Wärmebehandlung im Vakuum nicht mehr auf, trotzdem man wohl annehmen kann, daß sich in der Zeit zwischen Abätzen und der Untersuchung im Vakuum eine Oberflächenschicht unter der Einwirkung der umgebenden Atmosphäre ausgebildet haben wird. Dafür, daß die Oberflächenschichten eine sekundäre Rolle spielen, spricht auch die Beobachtung von Schurkow, daß die durch Wärmebehandlung im Vakuum entfernte Oberflächenschicht sich schnell zurückbildet und die vorher erhöhte Festigkeit alsbald wieder verkleinert; dagegen benötigt nach meinen Beobachtungen die Wiederverkleinerung der Festigkeit, die durch Abätzen einer Oberflächenschicht erzielt wird, sehr lange Zeit zu ihrer Ausbildung. Will man eine Festigkeitserhöhung durch Abätzen des Fadens erzielen, so muß dazu, wie man aus Fig. 2 sieht, eine bestimmte Mindestdicke der Quarzoberfläche entfernt werden. Wäre nur eine adsorbierte Oberflächenschicht hierzu zu beseitigen, so müßte sich dieser Vorgang in viel kürzerer Zeit abspielen, als zum Ablösen der Mindestdicke von Quarz nötig ist, denn die Dicke einer in Luft mit 100 Proz. Feuchtigkeit adsorbierten Oberflächenschicht beträgt nach Untersuchungen von Strömberg[1]) bei Quarz nur etwa 0,01–0,02 μ.

Elastizitätsmodul.

Das Abätzen der Oberflächenschicht der Quarzfäden erhöht nicht nur die Zerreißfestigkeit, sondern auch, wenn auch in geringerem Maße, die Elastizitätskonstanten. Es wurden zunächst vergleichende Messungen des Elastizitätsmoduls an alten Fäden ohne Vorbehandlung einerseits und nach Abätzen einer Oberflächenschicht andererseits ausgeführt. Die Erhöhung von E, welche im letzten Falle eintritt, zeigt Fig. 4. Die Kurve a gibt die zonenweise gebildeten Mittelwerte des Elastizitätsmoduls von unbehandelten alten Fäden, Kurve b die Mittelwerte für die abgeätzten Fäden; die eingezeichneten Punkte gehören zur Kurve b. Die Punkte, aus denen a gebildet wurde, sind der Übersichtlichkeit halber nicht mit eingezeichnet, sie verteilen sich um a in ähnlicher Weise wie die Punkte um b. Durch das Abätzen tritt eine Vergrößerung des Elastizitätsmoduls im Mittel um etwa 9 Proz. auf. Die Erhöhung scheint relativ bei den dickeren Fäden etwas größer zu sein als bei den dünneren. Es muß vorläufig dahingestellt bleiben, ob die Erhöhung des Elastizitätsmoduls etwas mit einer beim Abätzen möglicherweise auftretenden Entspannung des Fadenmaterials zu tun hat, wie bei Glas, wo dem spannungslosen Zustand ein größerer Elastizitätsmodul entspricht. Versuche, in den ungeätzten Fäden im polarisierten Licht Spannungen festzustellen, hatten jedoch keinen Erfolg.

Der Elastizitätsmodul alter ungeätzter Fäden wurde schon früher bestimmt (II S. 34, Kurve der dortigen Fig. 1). Die hier in Fig. 4 durch die Kurve a gegebenen Werte sind wenigstens bei den dickeren Fäden um 10–15 Proz. größer als die früher angegebenen. Der Grund hierfür liegt darin, daß bei den früheren Messungen insofern

1) R. Strömberg, Svenska Vet. Akad. Handlingar **6**, 88, 1929.

eine Fehlerquelle vorlag, als das Stativ, an dem die Messungen von E durch Verlängerung des belasteten Fadens vorgenommen wurde, noch nicht stabil genug war. Bei der Belastung während der Messung bog es sich etwas durch, wodurch eine größere Verlängerung, also ein kleinerer Elastizitätsmodul vorgetäuscht wurde. Nach Beseitigung dieser Fehlerquelle ergab sich nun als Verlauf von E in Abhängigkeit vom Fadendurchmesser für ungeätzte Fäden die Kurve a der Fig. 4. Die Abweichung der neuen von den früheren Messungen tritt erst bei den dickeren Fäden auf, bei denen die Belastung bei der Messung größer war; bei den dünnen Fäden machte sich bei der kleinen Belastung die Fehlerquelle noch nicht bemerkbar, so daß hier die damalige und die neue Kurve zusammenfallen. Das Größerwerden des Elastizitätsmoduls bei kleineren Fadendurchmessern bleibt auch bei den abgeätzten Fäden erhalten.

Eine Erhöhung des Elastizitätsmoduls durch Entfernen einer adsorbierten Oberflächenschicht ließ sich nicht mit Sicherheit feststellen. Die Fäden wurden für diese Versuche wie bei den Messungen der Zerreißfestigkeit im Hochvakuum auf 300—350° erhitzt und der Elastizitätsmodul aus der Verlängerung unter der Einwirkung bekannter magnetischer Zugkräfte ermittelt. Daß bei dieser Behandlung die adsorbierte Oberflächenschicht schon weitgehend verschwindet, zeigen die Zerreißversuche. Trotzdem wurde nur andeutungsweise eine Erhöhung des Elastizitätsmoduls beobachtet.

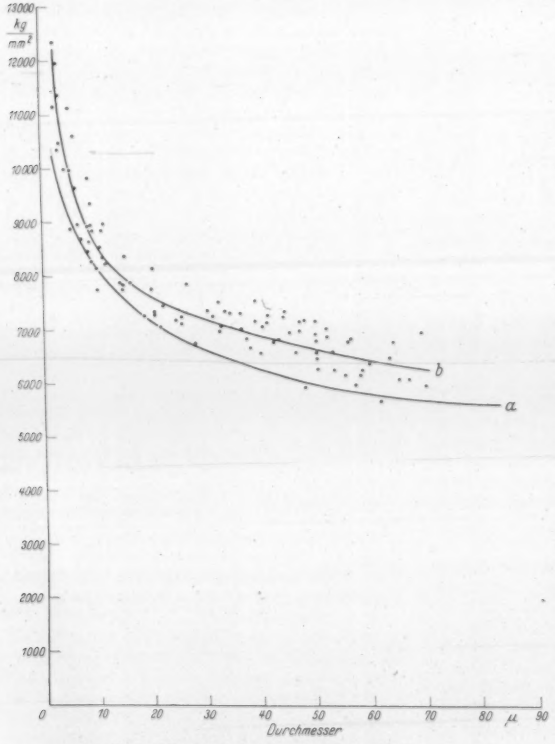

Fig. 4. Elastizitätsmodul geätzter Fäden.
a = Mittelwertskurve für ungeätzte alte Fäden. b = Mittelwertskurve für geätzte Fäden. • = Einzelwerte von E für geätzte Fäden.

Torsionsmodul.

Der Torsionsmodul der Fäden zeigt ein ähnliches Verhalten, wie der Elastizitätsmodul. Zunächst wurden zur Kontrolle wieder ungeätzte Fäden untersucht; die Resultate fielen mit den früher gefundenen (II S. 36) zusammen. Im Vergleich hierzu zeigt die Kurve der Fig. 5 das Ansteigen der mittleren F-Werte von Fäden, bei denen wieder durch Behandlung in 40prozentiger Flußsäure eine genügende Oberflächenschicht abgelöst worden war. Kurve a zeigt die Mittelwerte der unbehandelten alten Fäden, für die die einzelnen Meßpunkte der Übersichtlichkeit halber nicht eingetragen sind; für die geätzten Fäden sind die einzelnen gemessenen F-Werte als Punkte eingezeichnet. Man beobachtet eine Erhöhung des Torsionsmoduls im Mittel um etwa 11 Proz., wobei das starke Größerwerden von F mit abnehmendem Fadendurchmesser erhalten bleibt. Es scheint sogar die Erhöhung von F bei den dünneren Fäden etwas größer zu sein als bei den dickeren. Die erhöhten Werte von F wurden nach 3 Monaten nach dem Abätzen beobachtet. Die Untersuchung wurde zunächst an alten Fäden vorgenommen; im Gegensatz zu den bei diesen

1) J. P. Andrews, Proc. Phys. Soc. London **37**, 174, 1924.
2) A. K. G. Schulze, Zeitschr. f. Phys. **69**, 456, 1931.

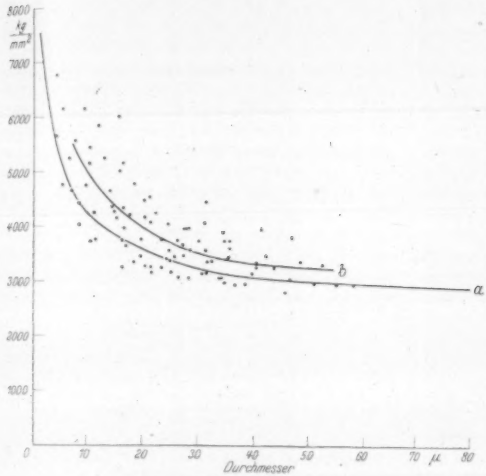

Fig. 5. Torsionsmodul geätzter Fäden. a = Mittelwertskurve für ungeätzte alte Fäden. b = Mittelwertskurve für geätzte Fäden. • = Einzelwerte von F für geätzte Fäden.

gefundenen Verhältnissen war bei frisch hergestellten und dann abgeätzten Fäden eine Erhöhung des Torsionsmoduls nicht festzustellen.

Wurden die Fäden im Vakuum erhitzt, um adsorbierte Oberflächenschichten abzulösen (Temperatur bis 350°, 2 Stunden erhitzt, Vakuum 10^{-5} Tor), so zeigt sich keine bleibende Änderung des Torsionsmoduls. Er ändert sich allerdings mit der Temperatur, aber diese Änderung geht bei der Abkühlung sofort wieder zurück, und zwar ebenso in Luft wie im Vakuum; die Änderung verläuft linear. Man hat es also mit dem reinen Temperaturkoeffizienten von F zu tun, der sich zu

$$\alpha = +0{,}000102$$

mit einer Unsicherheit von einigen Prozent ergibt. Ein positiver Temperaturkoeffizient des Torsionsmoduls von Quarzfäden wurde früher schon von mehreren Autoren beobachtet[1]). Horton beobachtet ein Ansteigen von α bis 300°, bei weiterer Steigerung der Temperatur einen schnellen Abfall des Torsionsmoduls. Threlfall und Barnett geben für α die Werte + 0,000133 bzw. + 0,000115 an, beide zwischen Zimmertemperatur und 98° C gemessen.

1) R. Threlfall, Phil. Mag. **30**, 111, 1890; S. J. Barnett, Phys. Rev. **6**, 117, 1898; F. Horton, Proc. Roy. Soc. **74**, 401, 1905.

Biegungsfestigkeit.

Besonderes Interesse verdient noch die Biegungsfestigkeit im Vergleich mit der Zugfestigkeit an ungeätzten und geätzten Fäden. Vergleichende Messungen beider wurde schon früher ausgeführt (II). In Erweiterung dieser Untersuchungen wurde jetzt die Biegungsfestigkeit B an geätzten und ungeätzten Fäden nach verschiedenen Methoden eingehender untersucht. Um trotz der großen Streuung der Werte, welche die Grenzen der Meßgenauigkeit überschreitet, einen sicheren Überblick über das Verhalten zu gewinnen, wurden die Messungen an Fäden verschiedener Dicke, wie auch früher schon, stark gehäuft. Die Messungen (etwa 200) wurden zunächst nach der Schneidenmethode ausgeführt, bei der der zu untersuchende Faden auf zwei Schneiden gelegt und in der Mitte mit einem kleinen Gefäß belastet wird, in das langsam Wasser eingefüllt wird, bis der Bruch des Fadens eintritt. Natürlich wurden auch hier alle früher bei der Messung der Zerreißfestigkeit schon erwähnten Vorsichtsmaßregeln angewendet. Die Belastungs- und die Auflageschneiden waren 0,01—0,04 mm dick. Der Schneidenabstand, der zwischen 0,3 und etwa 4 mm wechselte, wurde mikroskopisch gemessen, ebenso wurde die Einstellung der Belastungsschneide in der Mitte des Fadens durch Beobachtung mit dem Mikroskop kontrolliert. Der Durchmesser der Fäden selbst wurde ebenfalls wie früher mit dem Mikroskop bestimmt. Es gelangen Messungen bis herab zu einer Fadendicke von 15 μ. Bei noch geringeren Dicken biegt sich der Faden auch bei dem geringsten hier verwendeten Schneidenabstand von etwa 0,3 mm vollkommen durch und gleitet ohne zu brechen zwischen die Schneiden. Die nach der Schneidenmethode gemessenen Werte der Biegungsfestigkeit zunächst von ungeätzten Fäden sind in der Fig. 6 als Punkte in Abhängigkeit vom Fadendurchmesser eingetragen; die Kurve a gibt den Verlauf der zonenweise berechneten Mittelwerte. Als b ist in die Figur zum Vergleich die Mittelwertskurve der Zugfestigkeit Z eingetragen. Wie zu erwarten, ist der Verlauf von B analog dem von Z, indem er auch bei kleinerem Fadendurchmesser stark ansteigt. Im ganzen werden bei der Schneidenmethode wesentlich größere Werte von B gegenüber Z beobachtet; die Erhöhung beträgt bei 20 μ Fadendurchmesser etwa 220 Proz, bei 90 μ etwa 160 Proz.

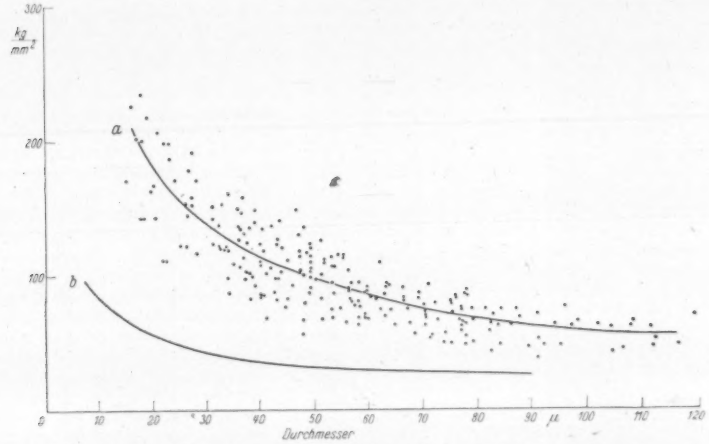

Fig. 6. Biegungsfestigkeit B ungeätzter Fäden.
a = Mittelwertskurve für B. b = Mittelwertskurve für die Zerreißfestigkeit.

Eine andere Methode zur Messung von B haben Joffé und Walther angewendet: Die Fäden werden um Zylinder aus Holz oder Metall von immer kleiner werdendem Durchmesser gespannt, bis der Krümmungsradius so klein wird, daß der Faden bricht. Die Biegungsfestigkeit ist dann nach der Gleichung zu berechnen:

$$B = \frac{Er}{\varrho}.$$

E = Elastizitätsmodul.
r = halber Fadendurchmesser.
ϱ = Krümmungsradius.

Nach dieser Methode wurde nun eine Reihe von Messungen der Biegungsfestigkeit zunächst an ungeätzten Quarzfäden vorgenommen; die so ermittelten Werte sind in Fig. 7 als + eingetragen. Zum Vergleich sind die Kurve a (Mittelwerte von Z) und die Kurve b (Mittelwerte von B nach der Schneidenmethode, Fig. 6) eingezeichnet. Die nach der Joffé'schen Methode gefundenen Werte von B (Kurve c) liegen zwar höher als die Z-Werte, aber wesentlich niedriger als die nach der Schneidenmethode ermittelten Werte von B. Das Größerwerden der Festigkeit mit abnehmendem Fadendurchmesser wird auch hier wie immer beobachtet.

Eine Erklärung für die Tatsache, daß an den ungeätzten Fäden die Joffé'sche Methode im Mittel etwa 50 Proz. niedrigere Werte liefert als die Schneidenmethode, findet man, wenn man sich an das in I gefundene Ergebnis erinnert, daß kürzere Fäden immer größere Festigkeitswerte zeigen als längere. Die normale technische Festigkeit der Fäden wird nicht allein durch die Struktur des Quarzglases an sich bestimmt, sondern durch die Störstellen im Gefüge des Fadens, welche die eigentliche viel höher liegende Festigkeit mehr oder weniger erniedrigend beeinflussen. Die Wahrscheinlichkeit dafür, daß eine Störstelle von bestimmter Wirksamkeit das Zerreißen bei einer bestimmten Belastung verursacht, ist bei kurzen Fäden kleiner als bei langen (I S. 246). Nun ist die für den Bruch bei der Biegung in Betracht kommende Fadenlänge bei der Joffé'schen Methode ein Vielfaches (mindestens das 10fache) gegenüber der Schneidenmethode, so daß nach den früheren bei den Zerreißversuchen gemachten Erfahrungen im Mittel eine größere Festigkeit bei der Schneidenmethode zu erwarten ist.

Die Kurven b und c der Fig. 7 sind an ungeätzten alten Fäden gewonnen. Ein anderes Bild ergibt sich, wenn man die entsprechenden Versuche mit geätzten Fäden macht. Auch hier findet sich entsprechend den Ergebnissen bei Zerreißversuchen, wenn man die Oberfläche des Fadens in einer Schichtdicke von mindestens einigen μ durch Auflösen in Flußsäure entfernt, eine wesentliche Erhöhung der Biegefestigkeit. Die entsprechenden zahlreichen Messungen sind mit ○ für die Schneidenmethode und mit × für

1) A. Joffé und A. Walther, Physik. Zeitschr. Sowjet-Un. 1, 132, 1932.

die Joffésche Methode in Fig. 7 eingetragen. b' und c' sind die zugehörigen zonenweise berechneten Mittelwertskurven. Der große Unterschied, wie er bei ungeätzten Fäden beobachtet wird, ist hier fast verschwunden. Die Streufelder beider fallen wesentlich zusammen, allerdings liegen die nach der Joffé schen Methode gewonnenen Werte im Mittel etwas niedriger als die nach der Schneidenmethode gefundenen. Das würde dadurch zu erklären sein, daß die am stärksten wirkenden Störstellen an der Oberflächenschicht der Fäden zu suchen sind, daß aber das Innere der Fäden nicht frei ist von solchen, so daß auch bei den geätzten Fäden die Länge für die Festigkeit eine wenn auch kleinere Rolle spielt. Damit in Übereinstimmung ist die Beobachtung, das bei mehrmaligem Zerreißen auch von geätzten Fäden die Festigkeit von Schritt zu Schritt vergrößert wird.

Bei allen Einwirkungen auf die Eigenschaften der Fäden, wie z. B. Abätzen der Oberfläche oder Entfernen von adsorbierten Oberflächenhäuten im Vakuum bleibt im wesentlichen unverändert die Erscheinung, daß die Festigkeit und die elastischen Konstanten mit abnehmendem Fadendurchmesser besonders bei den dünnsten Fäden stark vergrößert sind. Zur Erklärung dieser Erscheinung sind verschiedene Theorien aufgestellt worden, von denen z. B. die von Griffith gegenseitige Beeinflussung der Moleküle der Fadensubstanz in langen Ketten annimmt, die sich besonders stark beim Ziehen der dünneren Fäden ausbilden. Außerdem aber weist das Vorhandensein von Störstellen in der Substanz auf einen anderen gewissermaßen statistischen Grund für das Zustandekommen der bei kleinem Durchmesser erhöhten Festigkeit hin. Maßgebend für die technische Festigkeit eines Fadens sind eben auch die mehr oder weniger wirksamen oder zahlreichen Störstellen. Bei kleinem Durchmesser und damit kleinerem Volumen einer bestimmten Fadenlänge sind weniger Störstellen vorhanden[1]) und damit ist auch die Wahrscheinlichkeit für das Vorhandensein einer Störung, die bei bestimmter Zuggröße zum Bruche des Gefüges führt, kleiner und die molekulare Festigkeit der Fäden wird bei größeren Durchmessern im Mittel stärker herabgesetzt als bei kleineren. Die Erscheinung der Vergrößerung der Festigkeit mit abnehmendem Durchmesser der Fäden wäre dann wenigstens zum Teil ein Gegenstück zu der Tatsache, daß im Mittel ein kürzerer Faden eine größere Festigkeit besitzt als ein längerer.

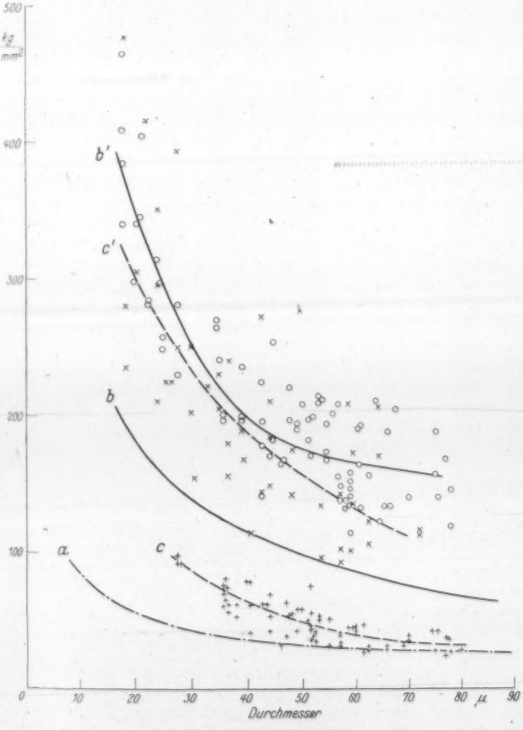

Fig. 7. Biegungsfestigkeit von Quarzfäden.
+ = ungeätzt: B nach der Methode von Joffé. × = geätzt: B nach der Methode von Joffé. ○ = geätzt: B nach der Schneidenmethode. a = Mittelwertskurve der Zugfestigkeit, ungeätzt. b = Mittelwertskurve von B, Schneidenmethode ungeätzt (Fig. 6). c = Mittelwertskurve von +; Joffé-Methode ungeätzt. b' = Mittelwertskurve von ○; Schneidenmethode, geätzt. c' = Mittelwertskurve von ×; Joffé-Methode, geätzt.

Zusammenfassung.

1. Das Abätzen der Oberfläche von Quarzfäden erhöht deren Zugfestigkeit und in geringerem Maße auch die Elastizitätskonstanten. Um die volle Erhöhung der Festigkeit zu erzielen, ist das Entfernen einer gewissen Mindestschicht-

1) Vgl. A. Smekal, Naturwiss. 10, 801, 1922.

dicke erforderlich. Der alte Zustand der niedrigeren Festigkeit bildet sich erst im Verlaufe längerer Zeit wieder zurück. Mißt man die Zugfestigkeit, während sich der Faden noch in der lösenden Flußsäure statt in Luft befindet, so tritt die Erhöhung der Zugfestigkeit nur in beschränktem Maße auf.

2. Adsorbierte Oberflächenschichten erniedrigen die Festigkeit; diese nimmt zu, wenn die Oberflächenschichten im Vakuum durch Wärmebehandlung entfernt werden. Eine merkliche bleibende Änderung der Elastizitätskonstanten konnte dabei nicht mit Sicherheit beobachtet werden. Nur der reversible Temperatureinfluß (Temperaturkoeffizient des Elastizitäts- und des Torsionsmoduls) wird gemessen.
3. Verschiedene Erscheinungen deuten darauf hin, daß die adsorbierte Schicht nicht allein, sondern zusammen mit einer Oberflächenschicht der Fadensubstanz, in der die meisten der für die Festigkeit maßgebenden Störstellungen konzentriert sind, die Festigkeit beeinflußt.
4. Bei Messungen der Biegungsfestigkeit nach verschiedenen Methoden zeigt sich der Einfluß der Länge des zur Messung verwendeten Fadens auf die beobachtete Festigkeit. Diese, frühere Resultate an verschieden langen Fäden bestätigende Beobachtung zusammen mit vergleichenden Messungen an geätzten und ungeätzten Fäden weisen auf die Wirksamkeit der Störstellen im Gefüge des Fadens hin, die besonders in der Oberflächenschicht angehäuft sind. Auf die statistische Verteilung von Störstellen ist auch mindestens zum Teil das Größerwerden der spezifischen Festigkeit mit abnehmendem Fadendurchmesser zurückzuführen.

Greifswald, Physikalisches Institut der Universität.

(Eingegangen 5. November 1936.)

Über die Winkelverteilung der Kerntrümmer bei der Umwandlung leichter Atomkerne durch Wasserstoffkanalstrahlen. I.

Von Hugo Neuert.

Mit Tafel I.

Einleitung.

Das Studium der durch Beschießung von Atomen mit Kanalstrahlen hervorgerufenen Kernumwandlungsvorgänge hat uns schon in vielen Fällen Aufschluß über den Mechanismus des Ablaufs des einzelnen Umwandlungsprozesses geliefert. Messungen der bei dem Einzelprozeß auftretenden Energie führen zu Aussagen über die Struktur und die Stabilität des Atomkerns; Untersuchungen der Ausbeute bei verschiedenen Spannungen liefern Aufschlüsse über die Wahrscheinlichkeit des Auftretens von Umwandlungsprozessen in Abhängigkeit von der Energie des stoßenden Teilchens und damit über den Wirkungsquerschnitt von Atomkernen. Die räumliche Verteilung der Kerntrümmer in bezug auf die Richtung der ankommenden Wasserstoffkerne ist dagegen bisher nur wenig untersucht worden.

In einer Ebene senkrecht zum Kanalstrahl ist unter normalen Bedingungen keine Winkelabhängigkeit zu erwarten, da in dieser Ebene keine Vorzugsrichtung vorhanden ist. Dagegen wird in einer Ebene, die den Kanalstrahl enthält, durch diesen eine bestimmte Richtung festgelegt. Die ersten Versuche zum Studium der Winkelverteilung in einer solchen Ebene wurden von F. Kirchner[1]) gemacht. Die Untersuchung des Prozesses $Li_3^7 + H_1^1 \rightarrow He_2^4 + He_2^4$ mit der Nebelkammer ergab eine gleichmäßige Verteilung für Winkel von 20–100° zwischen dem wegfliegenden α-Teilchen und dem Protonenstrahl. Dieses Ergebnis wurde später von Giarratana und Brennecke[2]) für Winkel zwischen 30° und 150° nach einer anderen Untersuchungsmethode bestätigt. Dagegen fanden vor kurzem Kempton, Browne und Maasdorp[3]) eine starke Winkelabhängigkeit der Umwandlungen

$$D_1^2 + D_1^2 \rightarrow \begin{matrix} H_1^3 + H_1^1 \\ He_2^3 + n_0^1 \end{matrix}.$$

Das Ziel der hier vorliegenden Arbeit ist, das Studium der Winkelverteilung auf einige weitere Umwandlungsprozesse auszudehnen. Es wurden die Umwandlungen

$$D_1^2 + D_1^2 \rightarrow H_1^3 + H_1^1,$$
$$Li_3^6 + D_1^2 \rightarrow Li_3^7 + H_1^1,$$
$$B_5^{11} + H_1^1 \rightarrow Be_4^8 + He_2^4$$

untersucht. Hierzu wurde, wie bei den ersten Versuchen von Kirchner, die Nebelkammermethode verwendet.

Die Versuchsanordnung.

Die Apparatur zur Erzeugung der schnellen Kanalstrahlen und die Nebelkammer wurde bereits in einer früheren Arbeit[4]) beschrieben. Die Nebelkammer wurde so aufgestellt, daß ihre

1) F. Kirchner, Physik. Zeitschr. **34**, 785, 1933.
2) J. Giarratana und C. G. Brennecke, Phys. Rev. **49**, 35, 1936.
3) A. E. Kempton, B. C. Browne u. R. Maasdorp, Proc. Roy. Soc. **157**, 386, 1936.
4) H. Neuert, Physik. Zeitschr. **36**, 629, 1935.

Zylinderachse horizontal lag. In die Nebelkammer ragte ein Metallrohr, das in eine zylindrische Metallkapsel von 6 cm Durchmesser mündete, die mit dem Glaszylinder der Nebelkammer konzentrisch angeordnet war (siehe Fig. 1). In der Zylinderwand waren als Austrittsfenster für die wegfliegenden Teilchen auf einer Seite Längsschlitze angebracht, die mit Folien von geeigneter Dicke vakuumdicht verschlossen wurden. Als Folien wurden zu allen Versuchen Aluminiumfolien verwendet.

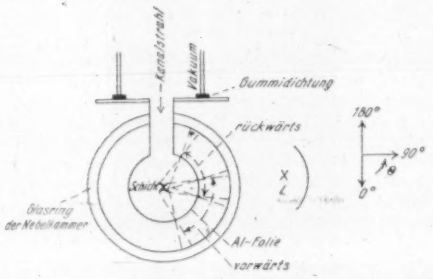

Fig. 1.

Der Kanalstrahl wurde ohne magnetische Ablenkung in die Metallkapsel geleitet, in deren Mitte sich die zu beschießende Schicht befand. Der Verzicht auf die magnetische Ablenkung hatte zur Folge, daß in dem Kanalstrahl außer Korpuskeln auch eine wohl aus der Entladungsröhre stammende Wellenstrahlung enthalten war, die selbst *Al*-Folie von 100 μ Dicke noch zu durchdringen vermochte und deshalb in der Nebelkammer in der Richtung des verlängerten Kanalstrahls eine störende Ionisation verursachte. Da hierdurch eine quantitative Beobachtung und Auszählung von Spuren in der Kanalstrahlrichtung erschwert wurde, konnten die Messungen nur über einen Winkelbereich von 15–160° durchgeführt werden.

Es wurden für die Vorwärtsrichtung und die Rückwärtsrichtung getrennt je eine größere Anzahl von Nebelkammeraufnahmen gemacht. Als Beleuchtung wurde eine 300-W-Lampe für 110 V für den Augenblick der Expansion der Kammer mit 220 V belastet. Für die Aufnahmen nach rückwärts wurde die Schicht unter einem Winkel von 45° zur Strahlrichtung geneigt, so daß die Richtungen von etwa 70–160° geometrisch gleich wahrscheinlich waren (vgl. Fig. 1). Bei den Messungen nach vorwärts betrug die Neigung der Schicht zur Strahlrichtung 135°. Es wurden also in den Vorwärtsrichtungen nur solche Teilchen gezählt, die durch die Schicht hindurchgegangen waren; die geometrischen Verhältnisse waren dadurch wieder für alle Richtungen von 15–110° gleichartig. Um der geometrischen Bedingung einer punktförmigen Strahlenquelle einigermaßen gerecht zu werden, wurde die Schicht klein gemacht; sie besaß die Form eines schmalen Rechtecks, mit der langen Seite in der Zylinderachse. Die Divergenz der Strahlen in der Vertikalebene, die von den äußersten Teilen der Schicht herkamen, betrug maximal 5° (Winkel φ in Fig. 1). Diese geometrischen Bedingungen ließen an den beiden Enden der Verteilungskurven ein Absinken der Zahl der gemessenen Spuren erwarten, wie dies in den Figuren 2, 5 und 9 auch deutlich sichtbar ist.

Für die Messung der Winkelverteilung der Umwandlung $D^2 + D^2$ nach rückwärts wurde als *D*-haltige Substanz eine Schicht von kleinen Ammoniumsulfatkriställchen verwendet, in denen der leichte Wasserstoff gegen den schweren ausgetauscht war. Die Flüchtigkeit dieser Substanz bei höheren Temperaturen war deshalb nicht störend, da zu den hier vorliegenden Messungen die Schicht nicht durch längeres Beschießen mit Kanalstrahlen erhitzt wurde; es wurde nur für den Augenblick der Expansion der Nebelkammer ein vorher auf 30–40 kV aufgeladener Kondensator durch die Kanalstrahlröhre entladen[1]. Diese Art der Entladungserzeugung machte es allerdings notwendig, daß die beschossene Schicht schon von vorneherein eine genügende Zahl von schweren Wasserstoffatomen enthielt, während bei einer dauernden Entladung die Zahl der in der Schicht steckenbleibenden Atome groß genug ist, um bei der großen Wahrscheinlichkeit gerade dieses Prozesses noch genügend Umwandlungen zu liefern.

Zu den Messungen nach vorwärts mußte eine sorgfältig hergestellte gleichmäßige und dünne Schicht verwendet werden, um geometrische Fehler auszuschalten. Vorversuche mit $(ND_4)_2SO_4$-Schichten zeigten, daß diese für solche Messungen nicht recht geeignet sind. Brauchbare Schichten wurden schließlich bei Verwendung von schwerer Phosphorsäure erhalten[2]. Solche Schichten können sehr dünn und gleichmäßig gemacht werden. Die Phosphorsäure enthält auch in den höchsten Dehydrierungsstufen noch genügend Wasserstoffmoleküle und ist auch bei hoher Temperatur nicht flüchtig. Störend kann sich allerdings der Umstand auswirken, daß die Phosphorsäure schon bei sehr niedriger Temperatur schmilzt, so daß sie unter Umständen für nicht horizontal liegende Schichten ungeeignet ist.

1) F. Kirchner, Naturwiss. **21**, 476, 1933.

2) Herrn Dr. K. Wirtz, Leipzig, möchte ich auch an dieser Stelle für diesbezügliche Ratschläge bestens danken.

Die Messungen an Lithium wurden mit dünnen Schichten durchgeführt, die auf Glimmer aufgedampft waren.

Für die Aufnahmen zur Rückwärtsverteilung am Bor wurden amorphe Borschichten verwendet. Zur Herstellung der zur Untersuchung der Verteilung nach vorwärts notwendigen dünnen Schichten wurde Bor nach einer schon von Kirchner verwendeten Methode[1]) auf farbigem Glimmer niedergeschlagen. Diese Schichten hatten ein Luftäquivalent von 3–4 mm.

Messungen und Ergebnisse.

1. Die Umwandlung

$$D_1^2 + D_1^2 \rightarrow H_1^3 + H_1^1$$

wurde in einer mit Argon gefüllten Kammer untersucht. Die zwischengeschaltete Folie hatte ein Luftäquivalent von 8,5 cm, so daß die Protonen, die eine Reichweite von ungefähr 15 cm in Luft haben, die ganze Kammer durchflogen. Durch kleine Schwankungen der Dicke der *Al*-Folie konnte also keine Fehlerquelle entstehen. Die *D*-haltige Schicht stand bei diesen Messungen etwas außerhalb der Mitte der Metallkapsel; die dadurch veränderten geometrischen Verhältnisse wurden bei der Aufstellung der Verteilungskurve entsprechend berücksichtigt. Die gemessene Winkelverteilungskurve der Protonen bei 120–140 ekV Deuteronenenergie zeigt Fig. 2. Als Ordinate wurde das Verhältnis der Zahl der Spuren in Winkelbereichen von 10 zu 10° (also z. B. die Zahl der Spuren mit Winkeln von 45° bis 54° zur Richtung des Kanalstrahls) zur Zahl der im Bereiche von 85–94° gemessenen Spuren aufgetragen. Man erkennt deutlich ein Minimum der Häufigkeit bei 80–90°. Die Häufigkeit nimmt nach beiden Seiten hin bis etwa 30° bzw. 150° ziemlich gleichmäßig bis auf das 1,6- bzw. 1,5-fache der Häufigkeit bei 90° zu, um dann wahrscheinlich nur noch wenig anzusteigen. Man kann wohl annehmen, daß die extrapolierte Kurve etwa zu Werten 1,7 bzw. 1,6 für N/N_{90} bei 0° bzw. 180° führt. Der etwas steilere Anstieg nach vorwärts kann auf den Einfluß des Impulses des Deuterons zurückgeführt werden. Dieser bewirkt, daß bei symmetrischer Aufteilung des Impulses auf das Triton und das Proton die Bewegungsrichtungen der beiden Teilchen einen Winkel miteinander bilden, der für eine Deuteronenenergie von 120 ekV zu 16° errechnet wurde. Hieraus erklärt sich auch, daß das Minimum nicht genau bei 90°, sondern um einige Grade nach vorwärts verschoben gefunden wird. Die statistischen Schwankungen der Meßpunkte berechnen sich aus der Zahl der gemessenen Spuren zu 6–7 Proz. Die Fig. 3 und 4 (Tafel I) zeigen Aufnahmen der Meßreihe der Verteilung nach vorwärts. Daß der Überschuß der Spuren nach vorwärts nicht noch augenscheinlicher wird, ist durch die geometrischen Verhältnisse bedingt.

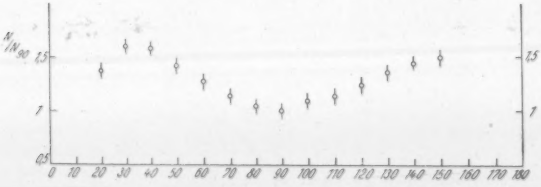

Fig. 2. Winkelverteilung der Protonen des Prozesses $D_1^2 + D_1^2 \rightarrow H_1^3 + H_1^1$.

Diese Messungen sind innerhalb der Fehlergrenze in Übereinstimmung mit den Ergebnissen von Kempton, Browne und Maasdorp[1]); sie fanden mit der Ionisationskammer für die Winkelverteilung nach vorwärts sowohl für den Prozeß $H_1^3 + H_1^1$, als auch für $He_2^3 + n_0^1$ einen Anstieg des Häufigkeitsverhältnisses von 1 auf 1,5, auf relative Koordinaten umgerechnet. Die Winkelverteilung nach rückwärts haben diese Autoren nur für den zweiten Prozeß (Neutronenemission) untersucht.

2. Bei der Untersuchung an Lithium bei Beschießung mit Deuteronen von 180 ekV Energie sorgte eine Folie von 20 cm Luftäquivalent dafür, daß nur die Protonen der Umwandlung

$$Li_3^6 + D_1^2 \rightarrow Li_3^7 + H_1^1$$

zur Beobachtung kamen, die eine Reichweite von etwa 31 cm in Luft haben. Die Nebelkammer war bei diesen Versuchen mit Stickstoff gefüllt. Die gemessene Winkelverteilungskurve zeigt Fig. 5. Man sieht, daß bei diesem Prozeß die Häufigkeiten für alle Richtungen zwischen 30° und 150° ungefähr gleich sind. An den Enden der Verteilungskurve (bei 40° bzw. 140°) wurde zwar eine geringe Zunahme des Häufigkeitsverhältnisses festgestellt, auch erwecken einige Nebelkammeraufnahmen den Eindruck einer geringen Bevorzugung dieser Richtungen, doch bewegen sich die Abweichungen von der gleichmäßigen Verteilung innerhalb der Fehlergrenze, so daß es sich wahrscheinlich um statistische Schwankungen handelt. Diese betragen, aus der Zahl der gemessenen Spuren berechnet, für die

1) F. Kirchner, a. a. O.

1) A. E. Kempton, B. C. Browne u. R. Maasdorp, a. a. O.

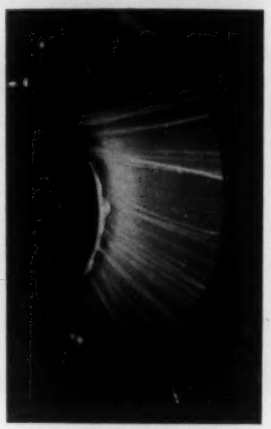

Fig. 3.

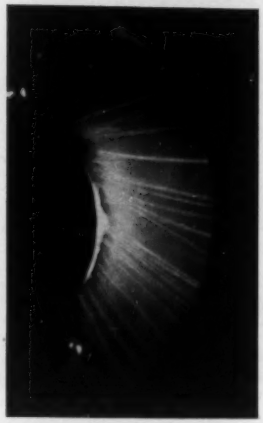

Fig. 4.

Fig. 3 und 4. Protonen der Umwandlung $D_1^2 + D_1^2 \rightarrow H_1^3 + H_1^1$ (nach vorwärts).

Fig. 6. Umwandlung eines Stickstoffkerns durch ein Neutron.

Fig. 7.

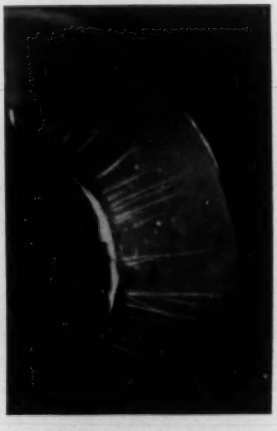

Fig. 8.

Fig. 7 und 8. α-Teilchen des Prozesses $B_5^{11} + H_1^1 \rightarrow Be_4^7 + He_2^4$ (nach rückwärts; Wasserstoff als Füllgas der Nebelkammer).

Verteilung nach vorwärts 12 Proz., nach rückwärts 10 Proz. Die durch den Einfluß des Impulses des Deuterons bedingte geringe Häufigkeitsverschiebung nach vorwärts – für die symmetrische Aufteilung bildet das Proton einen Winkel von 82° statt 90° mit der Kanalstrahlrichtung – liegt gerade noch innerhalb der Fehlergrenze. Der bei 20° bzw. 160° gemessene Häufigkeitsabfall ist auf die schon geschilderten geometrischen Verhältnisse zurückzuführen.

Bei der Beschießung von Lithium mit Deuteronen entstehen bekanntlich nach der Gleichung

$$Li_3^7 + D_1^2 \rightarrow He_2^4 + He_2^4 + n_0^1$$

auch Neutronen mit Energien bis zu $13{,}5 \cdot 10^6$ eV. Es wurden nun gelegentlich Kernumwandlungen in der Nebelkammer beobachtet (siehe Fig. 6, Tafel 1), die sehr wahrscheinlich Umwandlungen des Stickstoffs durch schnelle Neutronen zuzuschreiben sind[1]), nach der Gleichung

$$N_7^{14} + n_0^1 \rightarrow B_5^{11} + He_2^4 + W\,.$$

Wie zuerst Bonner und Brubaker zeigten, ist diese Umwandlung nur durch Neutronen von mindestens einigen 100 000 eV Energie möglich; der Wert für W berechnet sich aus den bekannten Massenzahlen zu $-0{,}4 \cdot 10^6$ eV. Man kann nun leicht aus den gemessenen geometrischen Daten die Energie des stoßenden Neutrons berechnen; sie betrug in einem Falle etwa $14 \cdot 10^6$ eV, in einem andern etwa $11 \cdot 10^6$ eV. Die wegfliegenden Teilchen jedoch hatten, wie sich aus der Länge der Spuren ergab, zusammen nur $8–10 \cdot 10^6$ eV, bzw. $3–4 \cdot 10^6$ eV kinetische Energie. Obwohl es sich bei diesen Zahlen nur um ungefähre Werte handeln kann, da ja keine Stereoaufnahmen vorlagen, ist doch ersichtlich, daß nicht die gesamte um den Betrag von W verminderte kinetische Energie des Neutrons auf die beiden entstehenden Teilchen übergeht; dies haben auch Bonner und Brubaker bei den meisten ihrer Nebelkammeraufnahmen dieses Prozesses festgestellt.

3. Von den bei der Beschießung von Bor mit Protonen auftretenden Umwandlungen wurde im besonderen der Prozeß

$$B_5^{11} + H_1^1 \rightarrow Be_4^8 + He_2^4$$

betrachtet. Die hier wegfliegenden Teilchen bilden bekanntlich eine schwache homogene Gruppe bei 44 mm am Ende der kontinuierlichen

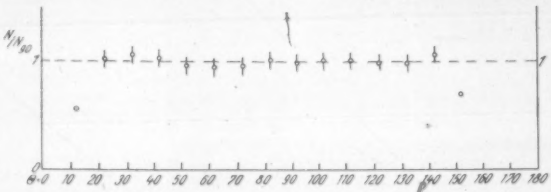

Fig. 5. Winkelverteilung der Protonen der Umwandlung $Li_3^6 + D_1^2 \rightarrow Li_3^7 + H_1^1$.

Reichweitenverteilung der α-Teilchen, die dem Prozeß $B_5^{11} + H_1^1 \rightarrow He_2^4 + He_2^4 + He_2^4$ entstammen. Durch Verwendung von Folien geeigneter Dicke als Vakuumabschluß der Metallkapsel kann man erreichen, daß fast nur Teilchen dieser Gruppe in die Nebelkammer gelangen. Bei einer Meßreihe der Winkelverteilung nach rückwärts wurde eine Folie von 37 mm Luftäquivalent zwischengeschaltet. Aus einer früher veröffentlichten Reichweitenverteilungskurve[1]) kann man entnehmen, daß hierbei 80 Proz. aller überhaupt noch in die Kammer eintretenden Teilchen der homogenen Gruppe angehören. Die Fig. 7 und 8 zeigen Aufnahmen dieser Meßreihe. Um doch

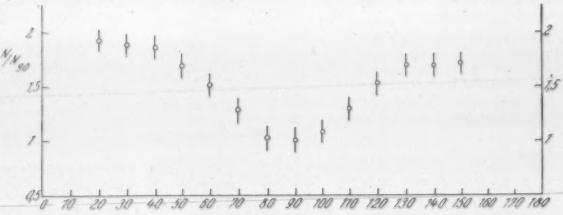

Fig. 9. Winkelverteilung der α-Teilchen der Umwandlung $B_5^{11} + H_1^1 \rightarrow Be_4^8 + He_2^4$.

noch genügend lange und ausmeßbare Spuren zu bekommen, war die Nebelkammer bei diesen Versuchen mit Wasserstoff gefüllt. Man sieht, daß gerade bei 90° nur wenige Spuren auftreten; doch schon für wenig kleinere bzw. größere Winkel ist eine starke Zunahme der Häufigkeit feststellbar. Von den kürzesten noch erkennbaren Reichweiten mögen einige noch zur kontinuierlichen Verteilung gehören. Bei den anderen Meßreihen wurden dünnere Folien (von 27 mm bzw. 32 mm Luftäquivalent) verwendet. Die Teilchen der zu untersuchenden Gruppe

1) T. W. Bonner und W. M. Brubaker, Phys. Rev. **49**, 223, 1936 und **50**, 781, 1936.

1) F. Kirchner und H. Neuert, Physik. Zeitschrift **34**, 897, 1933.

waren auch hier deutlich von den andern unterscheidbar, da die Zahl der Spuren der kontinuierlichen Verteilung nach dem Ende der Reichweite zu stark abnimmt.

Die gemessene Winkelverteilung zeigt Fig. 9. Wie auch aus den Aufnahmen ersichtlich war, tritt ein ausgeprägtes Minimum der Häufigkeit bei 90° auf. Die Häufigkeit nimmt dann nach beiden Seiten hin zunächst wenig, dann aber rascher zu. Die Zunahme erfolgt ungefähr symmetrisch, da der Einfluß des Impulses des Protons in diesem Falle nur klein ist; für symmetrische Aufteilung bildet – bei einer Protonenenergie von 200 ekV – das α-Teilchen einen Winkel von $87^1/_2$° statt 90° mit der Kanalstrahlrichtung. Aus der Verteilungskurve ist ersichtlich, daß das Häufigkeitsverhältnis stärker ansteigt als im Falle der Umwandlung $D_1^2 + D_1^2$. Für den Winkel 45° bzw. 135° beträgt das Häufigkeitsverhältnis etwa 1,7 und scheint nach vorne langsam noch etwas weiter anzusteigen; nach rückwärts konnte aus geometrischen Gründen dieser Anstieg nicht mehr mit Sicherheit verfolgt werden. Da aber die Verteilungskurve nach rückwärts bis etwa 140° symmetrisch mit der nach vorwärts verläuft, kann man vermuten, daß dies auch für größere Winkel noch der Fall ist. Eine Extrapolation der gemessenen Verteilungskurve würde auf einen Grenzwert 2 des Häufigkeitsverhältnisses führen. Man kann der Verteilungskurve jedenfalls als sicher entnehmen, daß der Überschuß der Umwandlungen nach vorwärts bzw. rückwärts gegenüber denen bei 90° noch größer ist als bei dem Prozeß $D_1^2 + D_1^2$. Die statistischen Schwankungen berechnen sich wieder aus der Zahl der gemessenen Spuren zu rund 10 Prozent.

Messungen der Abhängigkeit der Winkelverteilung von der Energie der Kanalstrahlen wurden nicht unternommen. Deshalb kann auch keine bestimmte Aussage gemacht werden über einen Fehler, der dadurch entstehen könnte, daß Protonen bzw. Deuteronen verschiedener Energie im Kanalstrahl enthalten sind. Aus Messungen von Kempton, Browne und Maasdorp[1]) scheint aber wenigstens für die Umwandlung $D_1^2 + D_1^2$ hervorzugehen, daß diese Abhängigkeit in dem hier in Frage kommenden Energiebereich der Kanalstrahlen (etwa 150–200 ekV) nicht sehr erheblich ist.

1) a. a. O.

Zusammenfassung.

Es wird die Winkelverteilung der Kerntrümmer einiger Umwandlungsprozesse leichter Atomkerne durch Wasserstoffkanalstrahlen in einer Ebene durch den Kanalstrahl untersucht. Hierzu wird in Anlehnung an frühere Versuche von F. Kirchner die Nebelkammermethode verwendet, da sie automatisch die Schwankungen der Kanalstrahlstromstärke eliminiert.

Bei Beschießung von *D*-haltigen Substanzen mit Deuteronen von 120–140 ekV Energie wird eine 1,6mal größere Häufigkeit der Trümmer in und entgegengesetzt der Kanalstrahlrichtung als in der dazu senkrechten festgestellt.

In der Winkelverteilung der Umwandlung $Li_3^6 + D_1^2 \rightarrow Li_3^7 + H_1^1$ bei 180 ekV Deuteronenenergie wird im Winkelbereich von 40–140° keine wesentliche Abhängigkeit der Ausbeute von der Richtung der Kerntrümmer gefunden.

Dagegen nimmt die Häufigkeit der Umwandlung $B_5^{11} + H_1^1 \rightarrow Be_4^8 + He_2^4$ bei 200 ekV Protonenenergie nach vorwärts und rückwärts noch stärker zu als im Falle der Umwandlung $D_1^2 + D_1^2$, und beträgt für einen Winkel von 30° mit der Kanalstrahlrichtung etwa das 1,8fache der Häufigkeit bei 90°.

Herrn Professor F. Kirchner danke ich für sein dauerndes Interesse an diesen Untersuchungen. Der Rockefeller-Stiftung haben wir zu danken für die Überlassung von Apparaten und der Hochspannungsgesellschaft Köln-Zollstock für einen Hochspannungstransformator. Ferner schulden wir Dank der Firma Linde's Eismaschinen A.G., Abt. Gasverflüssigung, Höllriegelskreuth, für die Überlassung von Argon, und der Rhein. Blattmetall A.G., Grevenbroich, für Aluminiumfolien.

Köln, Institut für technische Physik der Universität.

(Eingegangen 15. Dezember 1936.)

BESPRECHUNGEN.

Sämtliche in diesem Heft besprochenen oder vom Verlag angezeigten Bücher sind in allen deutschen Buchhandlungen zu erhalten.

Der neue Brockhaus. Allbuch in vier Bänden und einem Atlas. Band I: A–E. S. 1–746. Preis RM 10.–.

Der neue Brockhaus trägt den Untertitel „Allbuch". Der neue deutsche Name soll nicht nur eine Übersetzung für Konversationslexikon sein, sondern er soll zugleich andeuten, daß der Brockhaus zum ersten Male bei einem derartigen Lexikon alle deutschen Stammwörter bringt. Neben dem altgewohnten und altbewährten Inhalt eines Lexikons ist damit eine wesentliche Bereicherung erzielt worden, für die jeder Benutzer dankbar sein wird. Es ist hier nicht der Ort, darauf und auf die allgemeine Einrichtung näher einzugehen, wir wollen nur Stellung nehmen zu der Behandlung der zur Physik und ihren Nachbargebieten gehörigen Stichwörter.

Der Referent hat an Hand eines Vergleiches mit dem Generalsachregister des Geiger-Scheelschen Handbuches für mehrere Buchstaben Vollständigkeit feststellen können, in dem Sinne, daß alle irgendwie in einem Lexikon des täglichen Gebrauches notwendigen Stichwörter auch wirklich aufgeführt waren; zahlreiche Stichproben bei anderen Buchstaben gaben dasselbe Bild. Die Darstellungen sind im allgemeinen dem neuesten Stand angepaßt und im besten Sinne des Wortes allgemein verständlich, wohl als Folge einer sehr geschickten Auswahl aus den zahlreichen populären physikalischen Darstellungen. Die einzelnen Stichwörter geben meist eine gute Definition, eine sachliche einwandfreie Erläuterung und in vielen Fällen auch die historischen Daten. Zahlreiche und in den meisten Fällen gut ausgewählte Bilder ergänzen den Text. Einige für den Laien unangenehmere Begriffe sind durch hübsche Analogien und wirklich anschauliche Bilder dem Verständnis nahegebracht. Bei vielen Begriffen wird auf Spezialliteratur hingewiesen; es sind dabei Bücher gewählt, die modern und dem Niveau eines Lexikonlesers angepaßt sind.

Die Auswahl der ausführlicher behandelten Persönlichkeiten aus dem Fachgebiete der Physik erscheint dem Referenten durchaus glücklich. Der Vollständigkeit halber sei erwähnt, daß sich darunter auch sehr viele ausländische Forscher befinden, ebenso die bekannteren jüdischen Autoren, auf deren Abstammung jeweils hingewiesen wird.

Da das Werk noch nicht vollständig vorliegt, kann natürlich ein abschließendes Urteil noch nicht abgegeben werden, so viel kann aber schon jetzt gesagt werden, daß der Laie hier über fast alle Begriffe eine richtige Auskunft bekommt. Vielleicht ist sie manchmal nicht ganz vollständig und in vielen Fällen auch nicht dem allerneuesten Stand entsprechend. Aber das kann man bei einer Wissenschaft, die so im Fluß ist, nicht als Vorwurf gelten lassen. So ist beispielsweise bei dem Stichwort „Atom" noch von Elektronen im Kern die Rede, während beim Stichwort „Atomzertrümmerung" schon von Neutronen gesprochen wird. Gerade das letzte Stichwort gibt dem Referenten Veranlassung, hinzuzufügen, daß hier und in ähnlichen heiklen Fällen eine lobenswerte Zurückhaltung geübt wird, die für den ernsthaft Ratsuchenden sicher wertvoller ist als eine neuere Nachricht mit weniger guter Fundierung.

Wenn die weiteren Bände das halten, was der erste verspricht, dann hat der Verlag ein vorzügliches Werk geschaffen, und man kann nur hoffen, daß das Publikum durch rege Nachfrage die Opfer des Verlages lohnt. L. Bewilogua.

R. Fürth, Einführung in die theoretische Physik. Gr.-8°. XIV u. 483 S. Mit 128 Abb. Wien 1936. Julius Springer. Geb. RM 19.80, geh. RM 18.—.

Das Buch ist der zweite Teil einer „Einführung in die Physik", deren erster Teil „Einführung in die Experimentalphysik" allerdings noch nicht erschienen ist, aber demnächst auch vorliegen soll.

Der Verfasser hat besondere Gründe, wenn er die zahlreiche Literatur der Einführungen in die theoretische Physik um ein neues Werk vermehrt. Zunächst ist es der Wunsch, ein geschlossenes Bild der ganzen Physik zu entwickeln. Da die Größe der physikalischen Arbeitsgebiete den jungen Physiker im allgemeinen dazu zwingt, entweder Experimentalphysiker oder Theoretiker zu werden, kann es leicht vorkommen, daß ein Anfänger die enge Verbundenheit der beiden Forschungsmethoden, Experiment und Theorie, nicht so deutlich vor Augen hat, wie es für ein erfolgreiches Arbeiten zu wünschen wäre. In diesem Sinne hat sich der Verfasser die Aufgabe gestellt, „schon dem Anfänger ein nach einheitlichen Prinzipien und von einem einzigen Autor geschriebenes Buch in die Hand zu geben, dem er das Material für den Bau des Fundamentes seiner physikalischen Bildung entnehmen kann".

Der zweite wichtige Grund für eine ganz neue Darstellung der Physik, besonders der Theorie, war das Bestreben, bereits den Anfänger von vornherein mit den Gedankengängen der modernen Physik vertraut zu machen und nicht, wie in den sonstigen Einführungen, zunächst die klassische Theorie und dann erst die modernere als Ergänzung zu bringen.

Das Buch beginnt mit einem allgemeiner gehaltenen Kapitel über Aufgaben und Methoden der theoretischen Physik, wobei insbesondere die leitenden Gedanken von Diskontinuums- und Kontinuumstheorie, statistischer Theorie und Quantentheorie kurz geschildert werden.

Daran schließt sich ein mehr mathematisch formaler Teil (2. bis 6. Kapitel): Mathematische Darstellung physikalischer Größen, Theorie der Felder, Kinematik, Wellenbewegung und Wellenfelder, Physikalische Statistik. In diesem letzten Kapitel geht der Verfasser, der ja als guter Kenner der statistischen Methoden bekannt ist, weit über das hinaus, was man sonst über dieses Gebiet in den kürzeren Lehrbüchern bringt. Überhaupt ist auf die eingehende Behandlung der Statistik auch in späteren Kapiteln besonders hinzuweisen.

Vom 7. Kapitel beginnt die eigentliche Physik (7. bis 21. Kapitel): Mechanik, Elastizität, Hydrodynamik, Atommechanik, Thermodynamik, Statistische Mechanik, Kinetische Theorie der Materie, Elektrizitätstheorie und Magnetismus, Optik, Elektronentheorie, Spezielle Relativitätstheorie, Statistische Theorie der elektrischen Stromleitung und -erzeugung, Statistische Theorie der elektromagnetischen Erscheinungen in materiellen Körpern, Theorie der Strahlung.

Wie dieser Überblick über den Inhalt schon andeutet, hat der Verfasser fast alle Gebiete der theoretischen Physik in einem einzigen Band auf 470 Seiten dargestellt. Es wird in jedem Teil die Theorie der wichtigsten physikalischen Erscheinungen bis zur quantitativen Formulierung der experimentellen Ergebnisse abgeleitet. Dieser Vorteil einer überraschenden Vielseitigkeit bei dem geringen Umfange des Werkes ist nur dadurch möglich, daß die Sprache überall verhältnismäßig knapp und sehr sorgfältig gehalten ist. Das Lesen des Buches ist daher keineswegs besonders einfach, sondern man muß, und namentlich der Anfänger, sehr genau mitdenken. Ob das Buch gerade zu einer allerersten Einführung in die theoretische Physik zu empfehlen ist, hängt sehr vom Leser und dessen Lehrern ab. Manchem mag es anfänglich einen sehr abstrakten Eindruck machen.

Wer aber schon über die ersten Eindrücke von der theoretischen Physik hinaus ist, also der ältere Student oder der Doktorand, wird in dem Werk eine schöne einheitliche Darstellung der theoretischen Physik in ihren sämtlichen wesentlichen Teilen finden, die auch schwierigere Gebiete behandelt und zu einem abgerundeten Bild der ganzen

Physik beitragen dürfte. Besonders ist dabei auf die Kapitel hinzuweisen, welche sich mit Fragen der Statistik befassen.

Wie sich das Buch mit der kommenden „Einführung in die Experimentalphysik" zu einer „Einführung in die Physik" zusammenfügen wird, kann erst nach Erscheinen des ersten Bandes beurteilt werden. B. Mrowka.

R. Nevanlinna, Eindeutige analytische Funktionen (Bd. 46 der Sammlung: Grundlehren der mathematischen Wissenschaft in Einzeldarstellungen mit besonderer Berücksichtigung der Anwendungsgebiete). Gr.-8°. VIII u. 353 S. Mit 24 Abb. Berlin 1936. J. Springer. RM 27.60; geb. 29.40.

Die Lehre von den eindeutigen analytischen Funktionen, welchen das Buch gewidmet ist, hat im letzten Jahrzehnt außerordentliche Fortschritte gemacht, nicht zum wenigsten auch durch die Arbeiten des Verfassers. Dabei handelt es sich vor allem um die Lehre von der Verteilung der Werte solcher Funktionen über ihrem Definitionsbereich, aus der als klassisches Resultat der Picardsche Satz bekannt ist, demzufolge eine meromorphe (transzendente) Funktion jeden Wert mit höchstens zwei Ausnahmen unendlich oft annimmt. Es kann hier nicht weiter auf die Entwicklung dieser Lehre eingegangen werden; vielmehr muß der Hinweis genügen, daß — neben der stärkeren Verwendung potentialtheoretischer Hilfsmittel — eine Durchdringung der ganzen Theorie mit geometrischen Begriffsbildungen sich durchgesetzt hat, mit deren Hilfe wichtige funktionentheoretische Sachverhalte sich anschaulich deuten lassen. All dies gibt dem Buche einen überraschend durchsichtigen Charakter, woran allerdings die Darstellungskunst des Verfassers einen erheblichen Anteil hat. Zur ungefähren Orientierung seien stichwortartig aus den einzelnen Kapiteln genannt: Konforme Abbildung ein- und mehrfach zusammenhängender Gebiete, Dirichletsches Problem für ein schlichtes Gebiet, Greensche Funktion und harmonisches Maß, Integraldarstellung der Lösung der Randwertaufgabe mittels des harmonischen Maßes; Punktmengen vom harmonischen Maße und von der Kapazität Null. Euklidische und nichteuklidische Maßbestimmungen, Verzerrungssätze. Meromorphe Funktionen, insbesondere auch solche von endlicher Ordnung. Beschränktartige Funktionen. Riemannsche Fläche einer einwertigen Funktion. Typus einer Riemannschen Fläche. Ahlforssche Theorie der Überlagerungsflächen.

Dem Physiker mit weitergehenden funktionentheoretischen Interessen kann das Buch nur empfohlen werden. Haupt.

F. Rasetti, Elements of Nuclear Physics. Gr.-8°. XIV und 327 S. Mit 73 Abb. New York 1936. Prentice-Hall, Inc. £ 4.50.

Das unlängst hier[1]) besprochene italienische Buch des Verfassers ist nun in erweiterter englischer Ausgabe erschienen. Sie zeigt wiederum die Vorzüge des Originals, die vor allem in der fruchtbaren Verbindung experimenteller und theoretischer Gesichtspunkte liegen. Außerdem enthält sie zwei wichtige Zusätze. Die Ergebnisse der letzten Jahre über künstliche Kernumwandlungen, vor allem die — unter starker Mitwirkung des Verfassers — in kurzer Zeit zu einer verwickelten Wissenschaft gewordene Kenntnis von den Reaktionen langsamer Neutronen, sind sehr klar dargestellt. Dazu kommt ein Kapitel über Höhenstrahlung, das angesichts der Schwierigkeiten einer systematischen Deutung des Gesamtphänomens den ansprechenden Weg einer historischen Darstellung wählt. Für eine künftige neue Auflage sei nur angemerkt, daß bereits Hess die Ursache des von ihm entdeckten Ionisationsanstiegs in einer von außen kommenden Strahlung erkannt hat. C. F. v. Weizsäcker.

1) **37**, 729, 1936.

NACHRICHTEN.

„Naturwissenschaftliche Vortragsreihe" im Haus der Technik, Essen. Das Haus der Technik, Essen, veranstaltet wiederum eine „Naturwissenschaftliche Vortragsreihe" für Ingenieure, Naturwissenschaftler, Biologen, Chemiker, Physiker und Ärzte, und zwar am 17. und 26. Februar, sowie am 3. und 10. März 1937. — Das Programm dieser Veranstaltung wird auf Verlangen zur Verfügung gestellt.

Metallographische Ferienkurse an der Technischen Hochschule zu Berlin-Charlottenburg finden unter Leitung von Professor Dr.-Ing. Hanemann vom 3. bis 13. März 1937 im Institut für Metallkunde der Technischen Hochschule Berlin statt.

Habilitiert: An der Universität Frankfurt a. M. Dr. phil. nat. Hermann Dänzer für Physik.

Ernannt: Der Dozent für Mathematik an der Universität München Dr. Georg Aumann zum beamt. a. o. Professor an der Universität Frankfurt a. M., der ord. Professor für Geodäsie an der Technischen Hochschule Danzig Dr. Wilhelm Lühr in gleicher Eigenschaft an der Technischen Hochschule Breslau, der Dozent für Chemie an der Technischen Hochschule Berlin, z. Z. kommissarisch für anorganische Chemie an der Universität Rostock Dr. Ulrich Hofmann zum a. o. Professor, der Honorardozent für Mikroanalyse an der Technischen Hochschule Wien Dr. Robert Strebinger zum a. o. Professor daselbst, der ord. Professor für Mathematik an der Technischen Hochschule Darmstadt Dr. Udo Wegner in gleicher Eigenschaft an der Universität Heidelberg, der Privatdozent für Chemie an der Universität Wien Dr. Philipp Groß zum a. o. Professor ebenda, der nichtbeamtete a. o. Professor an der Universität Köln Dr. Karl Dörg zum ord. Professor daselbst.

Ehrung: Die ord. Professoren der Physik in Berlin Dr. Dr. h. c. Peter Debye (Universität) und Dr. Hans Geiger (Technische Hochschule) wurden zu ord. Mitgliedern der physikalisch-mathematischen Klasse der Preuß. Akademie der Wissenschaften gewählt.

Gestorben: Der frühere ord. Professor der Chemie an der Universität Bonn Geh. Regierungsrat Dr. Richard Anschütz, der frühere stellvertretende Direktor der I. G. Farbenindustrie in Ludwigshafen Dr. Oskar Unger, der ord. Professor für technische Mechanik an der Technischen Hochschule Dresden Dr. Erich Trefftz, der ord. Professor der Metallurgie der Columbia University in New York Dr. William Campbell, der Geophysiker Dr. Joachim Scholz in Potsdam.

Verantwortlicher Schriftleiter: Professor Dr. Dr. h. c. P. Debye, Berlin. — Für den Anzeigenteil verantwortlich: A. Plohmann, Leipzig. — Verlag S. Hirzel, Leipzig C1, Königstr. 2. — Druck: Bibliographisches Institut AG., Leipzig. — DA. IV. Vj. 1936: 1400. — Zur Zeit gilt Anzeigenpreisliste 3. — Printed in Germany.